



# Sources impulsionnelles picosecondes tout optique à très haut débit : applications aux télécommunications optiques

Ibrahim El Mansouri

## ► To cite this version:

Ibrahim El Mansouri. Sources impulsionnelles picosecondes tout optique à très haut débit : applications aux télécommunications optiques. Optique [physics.optics]. Université de Bourgogne, 2013. Français. NNT : 2013DIJOS064 . tel-01089781

**HAL Id: tel-01089781**

**<https://theses.hal.science/tel-01089781>**

Submitted on 2 Dec 2014

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université de Bourgogne  
UFR Sciences et Techniques – École doctorale Carnot-Pasteur  
Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne

UMR 6303 CNRS – Université de Bourgogne  
9 Av. Alain Savary, BP 47 870  
21078 - DIJON Cedex, FRANCE

## THÈSE

pour obtenir le grade de  
Docteur en Physique de l'Université de Bourgogne  
par

**Ibrahim EL MANSOURI**

# Sources impulsionsnelles picosecondes tout-optique à très haut débit

*Applications aux télécommunications optiques*

Co-Directeur de thèse : *Julien FATOME*

Directeur de thèse : *Patrice TCHOFO-DINDA*

Thèse soutenue le 19 décembre 2013 devant le jury composé de :

Pascal BESNARD	Professeur, ENSSAT/Université de Rennes 1	Rapporteur
Camille-Sophie BRÈS	Professeur, École Polytechnique Fédérale de Lausanne	Examineur
Julien FATOME	Ingénieur de recherche, CNRS - Université de Bourgogne	Co-directeur de thèse
Hervé GOURAUD	Docteur, Photline Technologies	Examineur
Yves JAOUEN	Professeur, Télécom Paris Tech	Rapporteur
Patrice TCHOFO-DINDA	Professeur, Université de Bourgogne	Directeur de thèse



Thèse bénéficiant du dispositif  
*Jeunes Chercheurs Entrepreneurs «JCE» de la région de Bourgogne*







Université de Bourgogne  
UFR Sciences et Techniques – École doctorale Carnot-Pasteur  
Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne

UMR 6303 CNRS – Université de Bourgogne  
9 Av. Alain Savary, BP 47 870  
21078 - DIJON Cedex, FRANCE

## THÈSE

pour obtenir le grade de  
Docteur en Physique de l'Université de Bourgogne  
par

**Ibrahim EL MANSOURI**

# Sources impulsionsnelles picosecondes tout-optique à très haut débit

*Applications aux télécommunications optiques*

Co-Directeur de thèse : *Julien FATOME*

Directeur de thèse : *Patrice TCHOFO-DINDA*

Thèse soutenue le 19 décembre 2013 devant le jury composé de :

Pascal BESNARD	Professeur, ENSSAT/Université de Rennes 1	Rapporteur
Camille-Sophie BRÈS	Professeur, École Polytechnique Fédérale de Lausanne	Examineur
Julien FATOME	Ingénieur de recherche, CNRS - Université de Bourgogne	Co-directeur de thèse
Hervé GOURAUD	Docteur, Photline Technologies	Examineur
Yves JAOUEN	Professeur, Télécom Paris Tech	Rapporteur
Patrice TCHOFO-DINDA	Professeur, Université de Bourgogne	Directeur de thèse



Thèse bénéficiant du dispositif  
**Jeunes Chercheurs Entrepreneurs «JCE»** de la région de Bourgogne





*À ma mère Ghita,  
à mon épouse Salîha,  
à mes sœurs et à mon frère*

*« À la mémoire de mon très cher papa Abdelwahed »*



# Table des matières

<i>Table des matières</i> .....	<i>i</i>
<i>Remerciements</i> .....	<i>v</i>
<i>Introduction générale</i> .....	<i>1</i>
<b>1. Systèmes fibrés de génération d'impulsions optiques</b> .....	<b>5</b>
<b>1.1. Propagation de la lumière dans une fibre optique</b> .....	<b>5</b>
1.1.1. Introduction aux fibres optiques .....	5
1.1.1.1. Structure des fibres standards.....	5
1.1.1.2. Pertes de la fibre optique.....	6
1.1.2. Effets linéaires dans les fibres optiques .....	7
1.1.2.1. Dispersion .....	7
1.1.2.2. Dispersion modale de polarisation « PMD ».....	9
1.1.2.3. Dispersion chromatique d'ordre 3 ( $\beta_3$ ) « TOD » .....	10
1.1.3. Effets Non-linéaires dans les fibres optiques.....	11
1.1.3.1. Equation de Schrödinger Non-Linéaire « NLSE » .....	12
1.1.3.2. Diffusion de la lumière.....	13
1.1.3.2.1. Diffusion Rayleigh.....	14
1.1.3.2.2. Diffusion Raman.....	14
1.1.3.2.3. Diffusion Brillouin.....	16
1.1.3.3. Effet Kerr optique .....	16
1.1.3.3.1. Auto-modulation de phase « SPM » .....	16
1.1.3.3.2. Impulsions solitoniques .....	18
1.1.3.3.3. Mélange à quatre ondes « FWM » .....	18
1.1.3.3.4. Modulation de phase croisée « XPM » .....	20
1.1.3.3.5. Instabilité Modulationnelle « MI » .....	20
1.1.3.3.6. Auto-raïdissement.....	22
1.1.3.4. Equation de Schrödinger Non-Linéaire généralisée .....	22
<b>1.2. Sources impulsionnelles tout-optique</b> .....	<b>23</b>
1.2.1. Blocage de modes .....	23
1.2.1.1. Technique de blocage de modes actif .....	23
1.2.1.2. Technique de blocage de modes passif .....	23
1.2.2. Instabilité Modulationnelle « MI » .....	24
1.2.3. Compression adiabatique d'un battement sinusoïdal.....	24
1.2.3.1. Fibre à dispersion décroissante « DDF » .....	25
1.2.3.2. Fibre à dispersion en paliers « Step-like » .....	26
1.2.3.3. Fibre à dispersion en peigne « Comb-like » .....	26
1.2.3.4. Compression adiabatique Raman .....	28
1.2.3.5. Compression solitonique d'ordre supérieur .....	29
1.2.3.6. Compression par mélange à quatre modes multiple.....	29
1.2.3.7. Comparaison des différentes techniques de compression .....	30
<b>1.3. Références du chapitre 1</b> .....	<b>31</b>
<b>2. Sources impulsionnelles tout fibrées</b> .....	<b>35</b>
<b>2.1. Génération de sources impulsionnelles par mélange à quatre ondes multiple :</b> <b>L'approche théorique</b> .....	<b>36</b>
<b>2.2. Génération d'un battement sinusoïdal par modulateur d'intensité</b> .....	<b>39</b>



2.2.1.	Modulateur d'intensité Mach-Zehnder « MZM ».....	40
2.2.2.	Impact du modulateur d'intensité sur un signal continu.....	43
<b>2.3.</b>	<b>Sources impulsionnelles initialement doublées en fréquence.....</b>	<b>45</b>
2.3.1.	Approche numérique .....	45
2.3.1.1.	Choix des paramètres : à 20 GHz et à 40 GHz.....	45
2.3.1.2.	Etude des impulsions .....	46
2.3.1.3.	Etude de phase et de chirp.....	47
2.3.2.	Approche expérimentale.....	48
2.3.2.1.	Montage expérimental.....	48
2.3.2.2.	Suppression du Brillouin et compensation de dispersion.....	51
2.3.2.3.	Etude de stabilité de la source en terme de polarisation.....	54
2.3.3.	Conclusion.....	56
<b>2.4.</b>	<b>Sources d'impulsions initialement pré-comprimées .....</b>	<b>57</b>
2.4.1.	Montage numérique.....	57
2.4.2.	Cartographie numérique de l'étude de compression.....	58
2.4.2.1.	Etude à 20 GHz.....	58
2.4.2.2.	Etude à 30 GHz.....	59
2.4.2.3.	Etude à 40 GHz.....	61
2.4.3.	Conclusion.....	63
<b>2.5.</b>	<b>Conclusion du chapitre.....</b>	<b>63</b>
<b>2.6.</b>	<b>Références du chapitre 2 .....</b>	<b>65</b>
<b>3.</b>	<b><i>Diffusion Brillouin stimulée dans la source fibrée.....</i></b>	<b>67</b>
<b>3.1.</b>	<b>Diffusion Brillouin dans les fibres optiques : Etat de l'art.....</b>	<b>67</b>
3.1.1.	Diffusion Brillouin Spontanée .....	67
3.1.2.	Electrostriction .....	69
3.1.3.	Diffusion Brillouin Stimulée « DBS ».....	70
3.1.3.1.	Gain Brillouin .....	70
3.1.3.2.	Seuil Brillouin.....	72
3.1.4.	Méthodes de suppression de la DBS dans les fibres optiques .....	73
<b>3.2.</b>	<b>Suppression de la DBS dans la source impulsionnelle tout fibrée.....</b>	<b>75</b>
3.2.1.	Modèles expérimental et numérique d'étude Brillouin .....	75
3.2.1.1.	Modèle expérimental.....	75
3.2.1.2.	Modèle numérique .....	76
3.2.2.	Suppression de la DBS dans le cas d'une onde continue.....	77
3.2.2.1.	Suppression par modulateur de phase .....	79
3.2.2.2.	Suppression par diode modulée en fréquence .....	81
3.2.2.3.	Suppression par isolateurs optiques .....	82
3.2.2.3.1.	Etude de la position des isolateurs dans la fibre .....	82
3.2.3.	Suppression de la DBS dans le cas de la source impulsionnelle .....	84
3.2.3.1.	Répartition d'énergie spectrale.....	84
3.2.3.2.	Suppression par modulateur de phase .....	86
3.2.3.3.	Suppression par diode modulée en fréquence .....	89
3.2.3.4.	Suppression par isolateurs optiques .....	90
3.2.3.5.	Comparaison des résultats.....	94
<b>3.3.</b>	<b>Conclusion du chapitre.....</b>	<b>95</b>
<b>3.4.</b>	<b>Références du chapitre 3 .....</b>	<b>97</b>

<b>4. Sources impulsionnelles ultra-courtes et augmentation du taux de répétition .....</b>	<b>101</b>
<b>4.1. Génération des impulsions ultra-courtes .....</b>	<b>101</b>
4.1.1. Premier étage de compression .....	102
4.1.2. Deuxième étage de compression .....	104
4.1.3. Troisième étage de compression.....	106
4.1.4. Quatrième étage de compression .....	107
4.1.5. Conclusion.....	108
<b>4.2. Augmentation du taux de répétition .....</b>	<b>110</b>
4.2.1. Effet Talbot.....	110
4.2.1.1. Etat de l'art.....	111
4.2.1.2. Simulation numérique et expérience .....	112
4.2.2. Multiplexage temporel optique « OTDM » .....	113
4.2.2.1. Etat de l'art.....	114
4.2.2.2. Application pour atteindre 160 Gbit/s.....	114
4.2.3. Modulation de polarisation croisée « XPolM » .....	116
4.2.3.1. Description de la technique .....	117
4.2.3.2. Résultats expérimentaux .....	120
4.2.3.3. Conclusion .....	123
<b>4.3. Conclusion du chapitre.....</b>	<b>123</b>
<b>4.4. Références du chapitre 4 .....</b>	<b>125</b>
<b>5. Prototype de la source à 40 GHz : Stratégie de valorisation pour un intérêt socio-économique.....</b>	<b>129</b>
<b>5.1. Du laboratoire à la conception du prototype.....</b>	<b>130</b>
5.1.1. Développement de la source laboratoire.....	130
5.1.2. Conception du prototype à 40 GHz .....	131
<b>5.2. Recherche d'antériorité et la protection intellectuelle de la source SO-FAST</b>	<b>133</b>
<b>5.3. Etude de marché .....</b>	<b>134</b>
5.3.1. Positionnement de la source SO-FAST .....	134
5.3.2. Principaux concurrents .....	135
5.3.3. Marchés ciblés .....	137
<b>5.4. Conclusion du chapitre.....</b>	<b>139</b>
<b>5.5. Références du chapitre 5 .....</b>	<b>141</b>
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>143</b>
<b>Annexe A : Montage numérique sous VPI transmitter Maker .....</b>	<b>147</b>
<b>Annexe B : Oscilloscope à échantillonnage optique « EXFO-PSO-101 ».....</b>	<b>148</b>
<b>Annexe C : Filtre optique programmable « WS4000s ».....</b>	<b>149</b>
<b>Annexe D : Niveau de maturité technologique (TRL).....</b>	<b>150</b>
<b>Liste des publications .....</b>	<b>151</b>
<b>Résumé.....</b>	<b>154</b>



## Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mes co-directeurs de thèse. **Patrice Tchofo-Dinda** pour avoir accepté de diriger cette thèse, pour sa bonne humeur et pour les conversations et conseils toujours pertinents. **Julien Fatome** a été un bon collègue et un excellent co-directeur de thèse. J'ai apprécié son ouverture d'esprit et sa méthodologie de travail. Je le remercie pour sa disponibilité exceptionnelle au cours de mes trois années de thèse.

J'adresse mes remerciements aux différents membres du jury qui ont accepté d'évaluer mon travail : **Pascal Besnard**, professeur à l'École Nationale Supérieure des Sciences Appliquées et de Technologie « *ENSSAT* » et directeur du laboratoire FOTON à Lannion ; **Camille-Sophie Brès**, professeur à l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne « *EPFL* » ; **Julien Fatome**, ingénieur de recherche CNRS à l'université de Bourgogne ; **Hervé Gouraud**, docteur à la société Photline Technologies de Besançon « *Groupe iXBlue* » ; **Yves Jaouen**, professeur à l'École Nationale Supérieure des Télécommunications de Paris « *Télécom ParisTech* » ; et **Patrice Tchofo-Dinda**, professeur à l'université de Bourgogne.

Mes remerciements vont également aux organismes qui ont financé mes trois années de thèse dans le cadre du dispositif Jeunes Chercheurs Entrepreneurs « *JCE* » ; Le **Conseil Régional de Bourgogne** ; Et l'**Union Européenne** via le Fonds européen de développement régional « **FEDER** ». Ce dispositif, qui vise à stimuler le tissu économique local par la sensibilisation de doctorants au monde de l'entreprise et de l'innovation, se traduit par le suivi des cours du Master 2 d'administration des entreprises « *MAE* » et de la formation « 12 jours pour entreprendre » organisée par l'incubateur dijonnais **Premice**. A ce titre, je remercie les institutions et personnes qui font vivre ce dispositif : Le Conseil Régional de Bourgogne, l'Union Européenne, l'Institut d'Administration des Entreprises « **IAE-Dijon** », en particulier **Fabrice Hervé**, **Dominique China** et **Marianne Hoyez-Genet**, et l'incubateur Premice, en particulier **Thomas Dupont**. Je tiens aussi à remercier la cellule de valorisation **uB Filiale**, en particulier **Elisabeth Closier**.

Je tiens à remercier les deux présidents successifs de l'Université de Bourgogne : **Sophie Béjean** et **Alain Bonin** ; L'ensemble du personnel du Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne « *ICB* » : L'ancien et le nouveau directeurs de l'ICB, **Gilles Bertrand** et **Alain Dereux** et le personnel administratif avec en particulier, **Claire Priou** et **Sandra Klein** pour leur disponibilité et leur gentillesse ; L'École doctorale Carnot-Pasteur, en particulier **Hans-Rudolf Jauslin** et **Emeline Iltis** ; Et le service technique de l'ICB en particulier, **Bernard Sinardet**, **Stéphane Pernot**, **Sébastien Mertès** et **Yves Didelot** pour leurs interventions et leurs sympathies ; Sans oublier le service de nettoyage en particulier, **Katy**.

Un grand merci à mon équipe d'accueil (Solitons, Lasers et Communications Optiques « **SLCO** »), qui ont su construire un environnement de travail collaboratif et synergique. En particulier, je tiens à citer **Guy Millot** pour sa pédagogie et la qualité de ses cours sur les effets non-linéaires dans les fibres optiques. **Frédéric Smektala**, **Christophe Finot**, **Stéphane Pitois** et **Olivier Musset** pour leurs remarques. **Philippe Grellu** pour sa sympathie

et ses précieux conseils. **Bertrand Kibler**, le king du podium, pour sa bonne humeur et **Pierre Béjot**, le pro du Matlab, pour sa serviabilité et sa sympathie.

Je garderai de très bons souvenirs des collègues du bureau D219. Je tiens à citer **Kamal Hammani** (Kamalou), le futur président de la république..., et son épouse **Aurélie**, la reine du Kart! **Philippe Morin**, le passe-partout de l'équipe SLCO et **Pierre-Yves Bony**, la star du PETAL (inside). Je les remercie tous pour la bonne ambiance qui a arrosé ces années de recherche.

Je remercie l'ensemble des thésards, docteurs et post-doc du laboratoire comme **Charles-Henri Hage**, le fameux CH<sub>2</sub>; **Julien Houzet**, Mr Tommy Hilfiger; **Mohammed El Amraoui** et **Inna Savelii**, les chimistes de l'équipe; **Claire Michel-Morani**, la miss Apple; **Rodolphe Sarrouf**, le physicien et philosophe parisien; **Souad Chouli**, la sagesse féminine; **Zioul Hoque**, le futur Ahmed Zewail, **Emmanuel Tchomgo-Felenou**, l'homme responsable; **Khalida Messaad**, voisine et collègue depuis Lannion, **Jean-luc Blanchet**; que je félicite pour son nouveau poste académique; **Aurélien Coillet** et **Anne Boucon** mes premiers collègues du bureau; Et ceux qui sont toujours présent à mon départ, comme **Michael Claudon**, Mr Renault; **Benoît Frisquet**, **Jérémy Picot-Clément** et **Florent Favier**, The Kibler Boys, **Rachid Sifodil**, symbole de la persévérance, **Magda Alsaleh**, l'unique doctorante de l'équipe, **Michaël Delqué**, le spécialiste du marquage laser, **Pierre Tinguay**, le représentant de Welience, **Foued Amrani**, la pure souche, **Caroline Lecaplain**, que je félicite pour son nouveau post-Doc à l'EPFL, **Massimiliano Guasoni**, **Gang Xu**, les théoriciens de l'équipe, **Oussama Mouawad**, le successeur de Mohammed El Amraoui; Et tous les membres de l'ATCPB.

Je tiens à remercier mes amis, en particulier **Nadir**, **Hayyan**, **Augustin-Jérémie**, **Alexis**, **Amel**, **Kader**, **Imène**, **Ahcene**, **Fadwa**, **Abdellatif** et **Youssef** pour leurs soutiens; Mon cousin **Karim Hamoumi**, qui m'a toujours donné les bons conseils pour mes choix de carrière; Et **Anir Radid** qui a toujours été à mes côtés durant les moments difficiles.

Si aujourd'hui je suis docteur !! C'est grâce à ma famille qui m'a toujours encouragé et soutenu tout au long de mes études. Je tiens à les remercier tous ! En particulier, **mon très cher feu papa**, grâce à qui j'ai fait le choix de m'inscrire en thèse. Il était pour moi un père, un ami et un frère; **Ma chère maman**, que je ne saurai jamais suffisamment remercier pour son soutien infaillible, tendre et sans relâche que seule une Mère Exceptionnelle peut accomplir, je suis son oeuvre; Mes sœurs **Assia**, **Zineb** et **Kenza** et mon frère **Mohammed**, qui ont toujours été présents par leurs soutiens et leurs conseils; Mes beaux-frères **Saïd** et **Chouaïb**; Mes neveux **Amine**, **Souleymane** et **Anas**; Mes nièces **Hiba**, **Dhikra** et **Aïcha-Janna**; Mon oncle **Abderrahmane**; Mes tantes **Touria** et **Hajja Aïcha**; Et ma belle famille. Enfin et pour finir, je tiens à remercier ma très chère **Salih**a, avec qui j'ai partagé ma vie le 1<sup>er</sup> Septembre 2012, je ne parle pas bien sûr du jour d'inauguration du tram dijonnais mais de notre mariage !!, et qui m'a beaucoup supporté aux périodes de stress. Par sa tendresse et son amour elle a su apaiser mes doutes et mes craintes lors des moments difficiles.

## Introduction générale

Afin de pouvoir fournir des services intégrés de qualité mais gourmands en bande passante tels que la télévision HD (Haute Définition) et la téléphonie sur voix IP (VoIP), les supports en cuivre ou plus précisément l'ADSL (mode de transmission de données par le réseau téléphonique) n'arriveront plus à respecter ce cahier des charges qui impose une capacité de transmission de plus en plus élevée. Grâce aux avantages des fibres optiques en termes de faibles pertes de transmission des données, sous forme d'impulsions lumineuses dans la bande C des télécommunications (de 1535 nm à 1560 nm), la plupart des grands opérateurs offrent aujourd'hui des services à des débits de plus en plus élevés sur les réseaux d'accès, impliquant le déploiement sur ceux-ci de techniques optiques jusqu'à l'utilisateur (FTTH : *Fiber To The Home*).

Cette forte croissance du débit dans les réseaux d'accès (1 Gbit/s disponible chez le client au Japon) va entraîner une augmentation du débit global sur les réseaux. Certaines prévisions montrent un accroissement du débit global pour les transmissions transocéaniques pouvant aller jusqu'à 100 Tbit/s en 2022 qui est à comparer au débit de 4 Tbit/s en 2008. Par conséquent, cette tendance engendrera une demande forte de sources optiques, accordables et à hautes cadences.

Il est fort à parier que cet accroissement des débits nécessitera également de nouveaux composants, que ce soit des absorbants saturables, des filtres optiques, compensateurs de dispersion chromatique, démultiplexeurs ou même régénérateurs tout-optique. Ces nouveaux dispositifs nécessiteront alors l'emploi de sources optiques à hautes cadences et/ou impulsions courtes afin de valider leurs performances ou pour réaliser des opérations de resynchronisation. La montée en débit dans les réseaux Cœur ou Métro se traduit également par la multiplication de nouveaux formats de modulation comme ceux basés sur la phase (DPSK, DQPSK), le 100 Gigabit-Ethernet ou le retour à zéro avec suppression de porteuse pour lesquels la possibilité de faire varier la largeur des impulsions grâce à une source modulable permettrait d'optimiser les performances de ces systèmes tout en offrant des marchés potentiels supplémentaires pour des sources à hautes cadences de répétition.

D'autres domaines de recherche ou d'activités pourraient également bénéficier de ce nouveau type de sources optiques : citons par exemple la métrologie, la mesure de distances inter-satellites, application récemment envisagée au sein du projet de l'*Agence Nationale de la Recherche* (ANR) Iliade dans lequel le train d'impulsions initial est une source picoseconde cadencée à 20 GHz. L'étude de puces ou de composants plasmoniques dans le domaine des nanotechnologies ou encore pour le développement d'horloge tout-optique sont également des domaines d'activités potentiels de ce type de source. Notons également que ce type de sources, à la fois modulables et peu onéreuses, pourrait trouver un grand intérêt auprès des laboratoires de recherches publics ou privés, français ou internationaux.

Depuis les années 80, plusieurs laboratoires de recherches ont développés différentes techniques de génération de telles sources d'impulsions fibrées telles que les sources obtenues par blocage de modes, par instabilité modulationnelle ou par compression adiabatique. Le

processus du mélange à quatre ondes multiples « MFWM » est l'une des techniques de compression adiabatique qui permet de produire des impulsions picosecondes (voire sub-picosecondes) à des taux de répétition très élevés (de 20 GHz à 2 THz). Cette technique est l'un des axes de recherches bien maîtrisé au sein du Laboratoire *Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne* (ICB) et en particulier dans l'équipe *Solitons, Lasers et Communications Optiques* (SLCO) où ce travail de thèse a été réalisé.

Ces trois années de thèse, débutées en octobre 2010, s'inscrivent dans le cadre du projet SO-FAST « *Source Optique Fibrée pour Applications aux Systèmes Télécoms* » du programme « Emergence » de l'ANR au sein du laboratoire ICB en collaboration avec la cellule de valorisation de l'université de Bourgogne « *Synerjinov* ». L'objectif du projet SO-FAST est de concevoir, prototyper et étudier des sources optiques entièrement fibrées, sans cavité et à très hautes cadences (de 10 à 100 GHz) centrées autour de 1550 nm pour l'instrumentation et le domaine des télécoms.

De plus, le cadre très appliqué de ce projet, ainsi que son important potentiel économique et innovant, concorde avec l'orientation du Plan d'Action Régional pour l'Innovation (PARI) mis en place par le *Conseil régional de Bourgogne*. Ce PARI prévoit notamment, dans le cadre du dispositif JCE (Jeunes Chercheurs Entrepreneurs) la sensibilisation à l'entreprise et à l'innovation de doctorants afin de stimuler le tissu économique local. Cette sensibilisation est effectuée par le suivi du Master Administration des Entreprises et d'une formation courte par l'incubateur d'entreprises PREMICE. Cette thèse a pu se dérouler grâce à ce dispositif et a été pleinement influencée par les méthodes de gestion et de veille technologique abordées au cours de ces formations.

Cette thèse effectue une étude bibliographique des techniques existantes, puis pose les bases théoriques, numériques et expérimentaux de la génération des trains d'impulsions picosecondes stables et à hautes cadences par le processus de « MFWM ». Il présente ensuite les démarches suivies afin d'entrevoir un transfert technologique de ce projet.

Le premier chapitre présente les généralités sur les différents effets linéaires et non-linéaires rencontrés au cours de la propagation de la lumière dans les fibres optiques conventionnelles. La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à l'état de l'art des sources d'impulsions fibrées basées sur différentes techniques telles que le blocage de modes, l'instabilité modulationnelle ou la compression adiabatique d'un battement sinusoïdal en particulier par « MFWM » qui sera la base des sources étudiées et présentées dans le cadre de ces travaux de thèse.

Le deuxième chapitre traite l'étude numérique et expérimentale de la génération des trains d'impulsions picosecondes à hautes cadences (de 20 GHz à 40 GHz). La génération de telles sources est basée sur la compression non-linéaire d'un signal modulé en intensité via un modulateur MZM (Modulateur Mach-Zehnder).

La génération de telles sources nécessite une puissance plus élevée que le seuil d'apparition de la diffusion Brillouin stimulée « DBS » dans les fibres optiques. Cet effet dégrade fortement la qualité des impulsions produites en limitant la puissance qui se propage dans la

fibre optique. Le troisième chapitre présente donc, après une présentation de l'état de l'art des différentes techniques de suppression de la DBS, une étude comparative des méthodes potentielles pour l'augmentation du seuil de la DBS dans l'étage de compression des sources d'impulsions afin de générer des sources d'impulsions stables et de bonnes qualités.

Le quatrième chapitre présente des techniques permettant d'augmenter le débit optique à partir d'une source d'impulsions gaussiennes à 40 GHz issue de la compression d'un battement sinusoïdal par MFWM. La première partie de ce chapitre est consacrée à la génération d'un train d'impulsions ultra-courtes à faible rapport cyclique cadencé à 40 GHz grâce à la réalisation d'un compresseur non-linéaire composé de quatre étages de fibres judicieusement choisies. Ce chapitre présente également la mise en place de différentes techniques permettant l'augmentation du taux de répétition telles que l'effet Talbot, le multiplexage temporel d'impulsions « OTDM » ou la modulation de polarisation croisée « XPolM ».

Le cinquième chapitre présente la concrétisation du travail effectué dans les chapitres précédents. La première partie de ce chapitre repose sur la conception et la réalisation d'un prototype de la source d'impulsions optiques à 40 GHz. La deuxième partie consiste à la recherche d'antériorité, par des spécialistes de la protection intellectuelle, afin de cibler l'existence des brevets de même arrière plan technologique. La dernière partie présente une étude de marché, effectuée par une société en stratégie des marchés d'optique, permettant le positionnement du prototype de la source dans le marché international des sources d'impulsions en termes de performances et de domaines d'applications afin de suivre un plan stratégique pour un potentiel transfert technologique.





# 1. Systèmes fibrés de génération d'impulsions optiques

## 1.1. Propagation de la lumière dans une fibre optique

### 1.1.1. Introduction aux fibres optiques

#### 1.1.1.1. Structure des fibres standards

Les fibres optiques sont des guides d'ondes diélectriques constitués essentiellement de silice fondue «  $\text{SiO}_2$  ». La structure la plus simple d'une fibre standard est dite « à saut d'indice ». Elle est constituée d'un cœur cylindrique, de rayon  $a$  et d'indice  $n_c$ , entouré par une gaine cylindrique de rayon  $b$  (avec  $b > a$ ) et d'indice  $n_g$  légèrement inférieur à celui du cœur (Figure 1). Le revêtement de protection, comme son nom l'indique, est une gaine en plastique qui protège l'ensemble. Le cœur et la gaine sont constitués principalement de silice. Or, l'augmentation de l'indice du cœur  $n_c$  se réalise par adjonction de dopants tels que le germanium «  $\text{GeO}_2$  » ou le phosphore «  $\text{P}_2\text{O}_5$  ». Alors que le Bore «  $\text{B}_2\text{O}_3$  » ou le Fluor sont utilisés pour diminuer l'indice de la gaine  $n_g$ .

Nous présentons dans la Figure 1 une représentation schématique d'une fibre dite « à saut d'indice » ainsi que l'évolution du profil d'indice sur une section transverse de cette fibre. L'indice est constant et homogène dans le cœur et la gaine de la fibre mais varie de manière discontinue à leur interface. Ces fibres optiques se distinguent de celles dites « à gradient d'indice » dans lesquelles, l'indice décroît de manière continue du centre jusqu'à l'interface cœur-gaine.

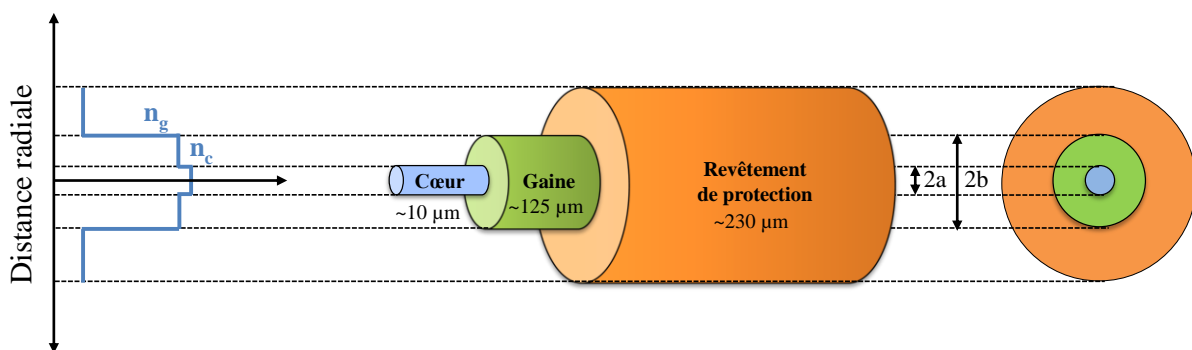


Figure 1 : Structure d'une fibre optique à saut d'indice.

La différence d'indice cœur/gaine est à l'origine du guidage de la lumière dans les fibres optiques à travers le phénomène de réflexion totale à l'interface cœur/gaine à condition que cette différence d'indice soit de l'ordre de 0,3 % [1].

Une fibre optique peut supporter un certain nombre de modes transverses à une longueur d'onde  $\lambda$  que l'on peut relier à la fréquence normalisée suivante :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.1)$$

Les fibres dites "monomodes" respectent la condition  $V < 2,405$ . Ces types de fibres ont un diamètre du cœur de presque 10  $\mu\text{m}$ , alors que les fibres dites « multimodes » ont un diamètre du cœur plus grand qui peut atteindre 50  $\mu\text{m}$ . Les fibres optiques, destinées aux applications de télécommunications, ont un diamètre de gaine standard de 125  $\mu\text{m}$ .

### 1.1.1.2. Pertes de la fibre optique

Comme nous l'avons expliqué précédemment, le guidage de la lumière dans les fibres optiques se produit par le principe de réflexion totale à l'interface cœur-gaine. Toutefois, celui-ci est inévitablement accompagné de pertes intrinsèques.

Pour une puissance  $P_0$  injectée dans une fibre optique de longueur  $L$ , seule la puissance  $P_T$  sera effectivement transmise, et donc, nous pouvons l'exprimer en fonction de  $P_0$  sous la forme suivante :

$$P_T = P_0 \cdot \exp(-\alpha_L L), \quad (1.2)$$

où  $\alpha_L$  est le coefficient de perte linéique de la fibre en ( $\text{m}^{-1}$ ). Mais, dans la communauté scientifique des télécommunications optiques, ce coefficient  $\alpha_L$  est en général exprimé en ( $\text{dB.km}^{-1}$ ) et est donné par :

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_T}{P_0}\right) = 4,343 \alpha_L \quad (1.3)$$

Les pertes dans les fibres optiques peuvent être causées par plusieurs effets. Citons, par exemple, la torsion de la fibre qui influence sur le principe de la réflexion totale à l'intérieur de la fibre. Il y a, aussi, les pertes liées aux connexions de fibres. Mais les pertes sont causées, principalement, par la diffusion Rayleigh de la lumière dans la silice qui décroît avec la longueur d'onde en  $\lambda^4$  (voir 1.1.3.2), ainsi que l'absorption de la lumière par le pic  $\text{OH}^-$  autour de la longueur d'onde 1380  $\text{nm}$  mais qui ne se présente plus dans la nouvelle génération des fibres comme celle de *Corning SMF-28e+(ITU-T G.652.D)*. Nous illustrons dans la figure ci-après (Figure 2) l'évolution de cette atténuation en fonction de la longueur d'onde.

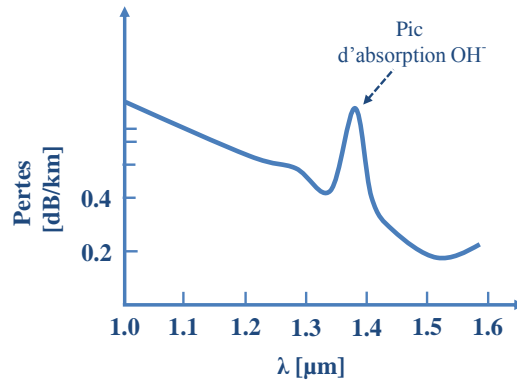


Figure 2 : Représentation schématique de l'évolution de l'atténuation d'une fibre optique en fonction de la longueur d'onde.

D'après la Figure 2, nous pouvons constater que les pertes intrinsèques atteignent un minimum de  $0,2 \text{ dB.km}^{-1}$  autour de la longueur d'onde 1550 nm qui a donc été choisie pour transmettre les informations sur de longues distances.

### 1.1.2. Effets linéaires dans les fibres optiques

#### 1.1.2.1. Dispersion

Quand une onde électromagnétique se propage dans un matériau diélectrique, elle interagit avec les électrons liés à ce matériau. La réponse du milieu dépend de la fréquence de l'onde incidente et, en particulier, de son indice de réfraction  $n(\omega)$ , nous parlons ainsi de la dispersion chromatique. Ce phénomène est considéré nocif dans le domaine des télécommunications optiques, car il induit un élargissement temporel des impulsions (l'information à transmettre) au cours de leur propagation, ce qui provoque par la suite leur chevauchement.

Loin des fréquences de résonance du matériau, l'indice de réfraction est approximé par l'équation de Sellmeier suivante :

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2}, \quad (1.4)$$

où  $\omega_j$ ,  $\lambda_j$  et  $B_j$  sont respectivement la pulsation, la longueur d'onde et l'amplitude de la  $j^{\text{ième}}$  résonance. La courbe de dispersion, pour les fibres optiques en silice, peut être obtenue à partir des trois résonances suivantes :

$m$	$B_j$	$\lambda_j(\text{nm})$
1	0.6961663	68.4043
2	0.4079426	116.2414
3	0.8974794	9896.161

La dispersion, dans une fibre optique, ne dépend pas seulement des propriétés dispersives du matériau (silice) car la géométrie et le guide provoquent aussi une dispersion supplémentaire. Mais généralement, dans les fibres standards, la dispersion du guide reste plus faible que la dispersion chromatique du matériau.

Théoriquement, les effets de la dispersion sont exprimés par le développement limité en série de Taylor de la constante de propagation  $\beta(\omega) = n(\omega) \cdot \omega / c$  autour de la fréquence de la porteuse  $\omega_0$  suivant :

$$\begin{cases} \beta(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\beta_3}{6}(\omega - \omega_0)^3 + \dots + \frac{\beta_m}{m!}(\omega - \omega_0)^m, \\ (\forall m \in \mathbb{N}^{+*}) \end{cases} \quad (1.5)$$

avec  $\beta_0 = \beta(\omega_0)$  et  $\beta_m = \left( \frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}$ . Notons que les unités des termes  $\beta_m$  sont exprimées en  $ps^m \cdot km^{-1}$ .

Le terme  $\beta_1$  est inversement proportionnel à la vitesse de groupe, il peut être exprimé sous la forme suivante :

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega} \right), \quad (1.6)$$

alors que  $\beta_2$  traduit le fait que deux fréquences voisines voient une vitesse de groupe différente. Il est communément appelé coefficient de dispersion de la vitesse de groupe « GVD : *Group Velocity Dispersion* » :

$$\beta_2 = \frac{\partial \beta_1}{\partial \omega} = -\frac{1}{v_g^2} \frac{\partial v_g}{\partial \omega} = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{\partial n}{\partial \omega} + \omega \frac{\partial^2 n}{\partial \omega^2} \right), \quad (1.7)$$

Cependant, la communauté scientifique des télécommunications préfère l'utilisation d'un autre paramètre  $D$  (en  $ps \cdot nm^{-1} \cdot km^{-1}$ ). Les deux paramètres sont liés par la relation suivante :

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.8)$$

D'une manière générale,  $D$  est la dispersion totale (elle englobe la dispersion chromatique  $D_m$  et la dispersion du guide  $D_g$ ). Pour une fibre standard en silice  $D = 0 \text{ ps} \cdot nm^{-1} \cdot km^{-1}$  pour une longueur d'onde de dispersion nulle  $\lambda_0 \approx 1300 \text{ nm}$ . Autour de cette longueur d'onde, nous pouvons ainsi distinguer deux régimes de dispersion. Le 1<sup>er</sup> régime, dit « anormal » (à  $D > 0$ ), se traduit par un déplacement plus rapide des composantes spectrales de hautes fréquences par rapport à celles des basses fréquences. Alors qu'en 2<sup>ème</sup> régime, dit « normal » (à  $D < 0$ ), ce sont les composantes spectrales de hautes fréquences qui se déplacent plus lentement que

celles des basses fréquences. Notons qu'il est possible de modifier la valeur de  $\lambda_0$  en modifiant la nature ou la concentration des dopants introduits au sein de la fibre lors de sa fabrication, mais aussi en jouant sur le profil d'indice de la fibre [1].

Pour une impulsion qui se propage dans une fibre optique de dispersion d'ordre 2  $\beta_2$ , il est important de savoir la longueur pour laquelle l'effet de la dispersion, d'ordre 2, devient important. Pour cette raison, nous exprimons cette longueur sous la forme suivante :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (1.9)$$

Cette longueur, dite « Longueur de dispersion », correspond à la distance de propagation au bout de laquelle l'impulsion initiale, d'une largeur temporelle à  $1/e$  de  $T_0$ , s'est élargie ou étalée d'un facteur  $\sqrt{2}$ . D'après l'équation (1.9) nous pouvons constater que plus l'impulsion est courte plus les effets de dispersion apparaissent rapidement au cours de sa propagation.

#### 1.1.2.2. Dispersion modale de polarisation « PMD »

La dispersion modale de polarisation « PMD : *Polarization Mode Dispersion* » est un effet indésirable dans le domaine des télécommunications optiques à très haut débits [1]. La PMD résulte de la dissymétrie de la forme géométrique de la fibre optique occasionnée par son procédé de fabrication. Nous parlons, ici, de la répartition aléatoire d'une faible biréfringence le long de la fibre. La PMD se modélise usuellement en considérant la fibre optique comme une concaténation de tronçons biréfringents de faible longueur  $\Delta z$  (une dizaine de mètres) et de biréfringence  $\Delta n$  dont les axes neutres subissent une rotation aléatoire à la fin de chaque tronçon [1].

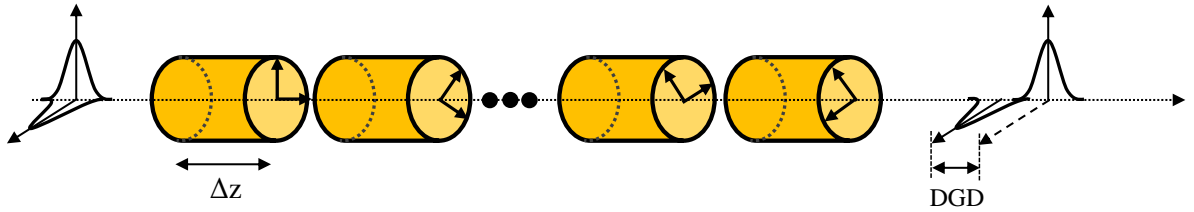


Figure 3 : Représentation schématique de la dispersion modale de polarisation dans une fibre optique. DGD : Retard de groupe différentiel.  $\Delta z$  : Tronçon élémentaire de fibre.

L'injection d'une impulsion dans une fibre optique possédant une PMD non négligeable, dite « à biréfringence aléatoire », va engendrer une déformation de l'impulsion voire un dédoublement au cours de sa propagation (Figure 3). La PMD peut être exprimée sous la forme suivante :

$$PMD = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} \frac{\Delta n}{c} \sqrt{\Delta z} \quad (1.10)$$

Comme nous pouvons le constater, la PMD d'une fibre optique peut être exprimée en  $(ps/\sqrt{km})$ , c'est l'unité internationale choisie par les constructeurs de fibres. Par exemple, pour les fibres standards monomodes (SMF-28) actuelles, leur PMD est inférieure à  $0,05 ps/\sqrt{km}$ .

Au sein de chaque tronçon  $\Delta z$ , de la Figure 3, les deux composantes de polarisation orthogonales vont se déplacer à différentes vitesses, et donc, un retard total aléatoire se crée en sortie de la fibre appelé « retard de groupe différentiel » (DGD : *Differential Group Delay*). En conséquence, le DGD engendre un élargissement et une déformation aléatoire de l'impulsion en sortie de cette fibre biréfringente. Notons que le DGD évolue linéairement avec la PMD par la relation suivante :

$$DGD = PMD \cdot \sqrt{z}, \quad (1.11)$$

où  $z$  est longueur de fibre parcourue par l'impulsion. Plus une impulsion est large plus elle est moins influencée par la PMD de la fibre dans laquelle elle se propage. Cet effet cause un problème non négligeable aux impulsions courtes.

### 1.1.2.3. Dispersion chromatique d'ordre 3 ( $\beta_3$ ) « TOD »

Les concepteurs des systèmes optiques dans le domaine des télécommunications s'intéressent non seulement à la dispersion d'ordre 2, mais également à la pente de dispersion  $S_D$  « *Dispersion Slope* » (en  $ps.km^{-1}.nm^{-2}$ ). Par exemple, la pente de dispersion d'une fibre standard est de  $\sim 0,07 ps.km^{-1}.nm^{-2}$ .

Ce paramètre est proportionnel à la dépendance de  $D$  (la dispersion d'ordre 2) vis-à-vis de la longueur d'onde  $\lambda$  comme suit :

$$S_D = \frac{\partial D}{\partial \lambda} \quad (1.12)$$

La pente de dispersion  $S_D$  correspond à la dispersion chromatique d'ordre 3 « TOD : *Third Order Dispersion* » et représente, sous une autre forme, le paramètre  $\beta_3$  définit dans l'équation (1.5). Le lien entre ces deux paramètres peut être exprimé sous la forme suivante :

$$\beta_3 = \left( \frac{\partial^3 \beta}{\partial \omega^3} \right)_{\omega=\omega_0} = 10^3 \cdot \left( \frac{\lambda^2}{2\pi c} \right)^2 \left( S_D + \frac{2}{\lambda} D \right) \quad (1.13)$$

La TOD se traduit par le fait que la dispersion chromatique d'ordre 2 varie le long du spectre des impulsions et que, par conséquent, chacune des composantes spectrales voient un coefficient de GVD différent. La TOD est un effet d'ordre supérieur qui provoque une asymétrie des impulsions avec l'apparition d'oscillations sur l'un des fronts de celles-ci. Cet effet peut être observé pour une impulsions ayant un spectre très large, en particulier pour une durée d'impulsion relativement courte ( $FWHM < 1ps$ ) [1].

Les dispersions d'ordre 2 et d'ordre 3 changent uniquement la phase des composantes spectrales sans modifier le spectre de l'impulsion au cours de sa propagation. Afin d'estimer l'impact de ces deux ordres de dispersion sur une impulsion, il est utile d'introduire la longueur  $L_{D3}$  pour laquelle l'effet de la dispersion d'ordre 3 devient important. Nous exprimons ce paramètre sous la forme suivante :

$$L_{D3} = \frac{T_0^3}{|\beta_3|} \quad (1.14)$$

où  $T_0$  est la largeur temporelle à  $1/e$  de l'impulsion initiale. Pour une longueur  $L_{D3} \leq L_D$  (défini dans l'équation (1.9)) la dispersion d'ordre 3 jouera un rôle significatif, principalement pour le cas d'une impulsion courte ou le cas d'une dispersion d'ordre 2 très faible.

### 1.1.3. Effets Non-linéaires dans les fibres optiques

Dans la section précédente, nous avons introduit les effets linéaires qui peuvent influencer une impulsion lumineuse durant sa propagation. Cependant, sous certaines conditions (champ intense par exemple), la réponse du milieu où elle se propage varie en fonction de sa forme quadratique (Intensité). Nous parlerons de milieu non-linéaire.

En effet, lorsqu'un champ électrique initial  $E$ , rectilignement polarisé, traverse une fibre isotrope, la polarisation  $P$  résultant de l'interaction onde-matière peut alors s'exprimer sous la forme d'un développement en série de puissance de  $E$ . Cette polarisation correspond à la somme de deux composantes, dites « linéaire »  $P_L$  et « non-linéaire »  $P_{NL}$ , qui sont respectivement proportionnelles au champ  $E$  et à ses ordres supérieurs [1]:

$$P = P_L + P_{NL} = (\varepsilon_0 \chi^{(1)} E) + \left( \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} |E|^2 E + \dots \right), \quad (1.15)$$

où  $\chi^{(1)}$  et  $\chi^{(3)}$  sont respectivement les tenseurs de susceptibilité d'ordre 1 et 3 de la silice fondue. Comme nous pouvons le constater, le terme de la susceptibilité d'ordre 2  $\chi^{(2)}$  est absent, car la silice amorphe est un matériau centrosymétrique.

Afin de mettre en évidence les contributions linéaires et non-linéaires du milieu, nous représentons l'équation (1.15) sous la forme suivante :

$$P = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} + \varepsilon_{NL}] E, \quad (1.16)$$

avec :

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E|^2 \quad (1.17)$$



Sachant que la polarisation du matériau et son indice de réfraction sont liés par la relation de Maxwell suivante [1]:

$$D = \varepsilon_0 E + P \quad (1.18)$$

L'indice de réfraction  $n$ , à une pulsation donnée, s'écrit [1]:

$$n^2 = 1 + \chi^{(1)} + \varepsilon_{NL} = (n_0 + \Delta n_{NL})^2 \simeq n_0^2 + 2n_0 \Delta n_{NL}, \quad (1.19)$$

d'où finalement, pour  $n_0 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}$  et une pulsation  $\omega$  donnée :

$$n(\omega, |E|^2) = n_0(\omega) + n_2 |E|^2, \quad (1.20)$$

avec  $n_2$  représente le coefficient d'indice de réfraction non-linéaire tel que [1]:

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \text{Re}(\chi^{(3)}) \quad (1.21)$$

Nous pouvons clairement constater, de l'équation (1.20), que la partie linéaire de la polarisation est responsable de la dépendance de l'indice de réfraction vis-à-vis de la fréquence, alors que la partie non-linéaire engendre une dépendance de l'indice vis-à-vis de l'intensité (carré du champ). Ce phénomène est connu sous le nom de l'effet Kerr optique.

#### 1.1.3.1. Equation de Schrödinger Non-Linéaire « NLSE »

Le champ électrique  $E(t)$  d'une impulsion lumineuse suivant une direction «  $z$  », d'enveloppe  $A(z, t)$  peut être exprimé par l'équation suivante :

$$E(z, t) = A(z, t) \cdot \exp[i(\beta_0 z - \omega_0 t)], \quad (1.22)$$

où  $\omega_0$  et  $\beta_0$  sont, respectivement, la fréquence de porteuse et la constante de propagation.

L'évolution de ce champ électrique dans une fibre optique sous l'influence d'effets linéaires et non-linéaires est décrite par l'équation de Schrödinger non-linéaire « NLSE : *NonLinear Schrödinger Equation* » que nous exprimons sous la forme usuelle suivante :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i \gamma |A|^2 A = 0 \quad (1.23)$$

Notons que le terme  $\gamma |A|^2$  est la notation conventionnelle de la non-linéarité avec  $\gamma$  le coefficient Kerr non-linéaire de la fibre exprimé en  $W^{-1}.m^{-1}$  et donné sous la forme suivante :

$$\gamma = \frac{\omega_0 \cdot n_2}{c \cdot A_{eff}}, \quad (1.24)$$

où  $A_{eff}$  correspond à l'aire effective de la fibre optique. Par exemple, pour une fibre monomode standard d'une aire effective de  $75 \mu\text{m}^2$ , le coefficient Kerr non-linéaire est de l'ordre de  $1,3 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  à  $1550 \text{ nm}$ . Nous pouvons remarquer, de l'équation (1.24), que plus  $A_{eff}$  est faible plus la non-linéarité est importante dans la fibre optique, ce qui est le cas des fibres HNLF qui atteignent une dizaine de  $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$  pour une faible  $A_{eff}$  (Voir le chapitre 4).

La NLSE est à l'origine de nombreux travaux de recherche dans le domaine des télécommunications optiques. Dans sa version la plus simple (1.23), elle ne tient compte ni des pertes optiques, ni des termes de dispersion et de non-linéarité d'ordre supérieur, nous verrons dans la fin de cette section la forme généralisée de cette équation qui décrira d'autres effets. Grâce à une technique dite « Méthode de Fourier à pas divisé », il est possible de résoudre numériquement cette équation afin d'étudier les différents phénomènes qui influencent la propagation du signal lumineux dans une fibre optique [1].

### 1.1.3.2. Diffusion de la lumière

La diffusion de la lumière est un phénomène qui se traduit par une distribution « élastique » ou « inélastique » de la lumière, par un milieu de propagation, dans une direction donnée (Figure 4-a). Ce phénomène implique, en principe, un changement d'état du milieu de propagation par la fluctuation de sa densité. Nous présentons dans la figure ci-après (Figure 4-b) une représentation schématique des différentes catégories de ce phénomène.

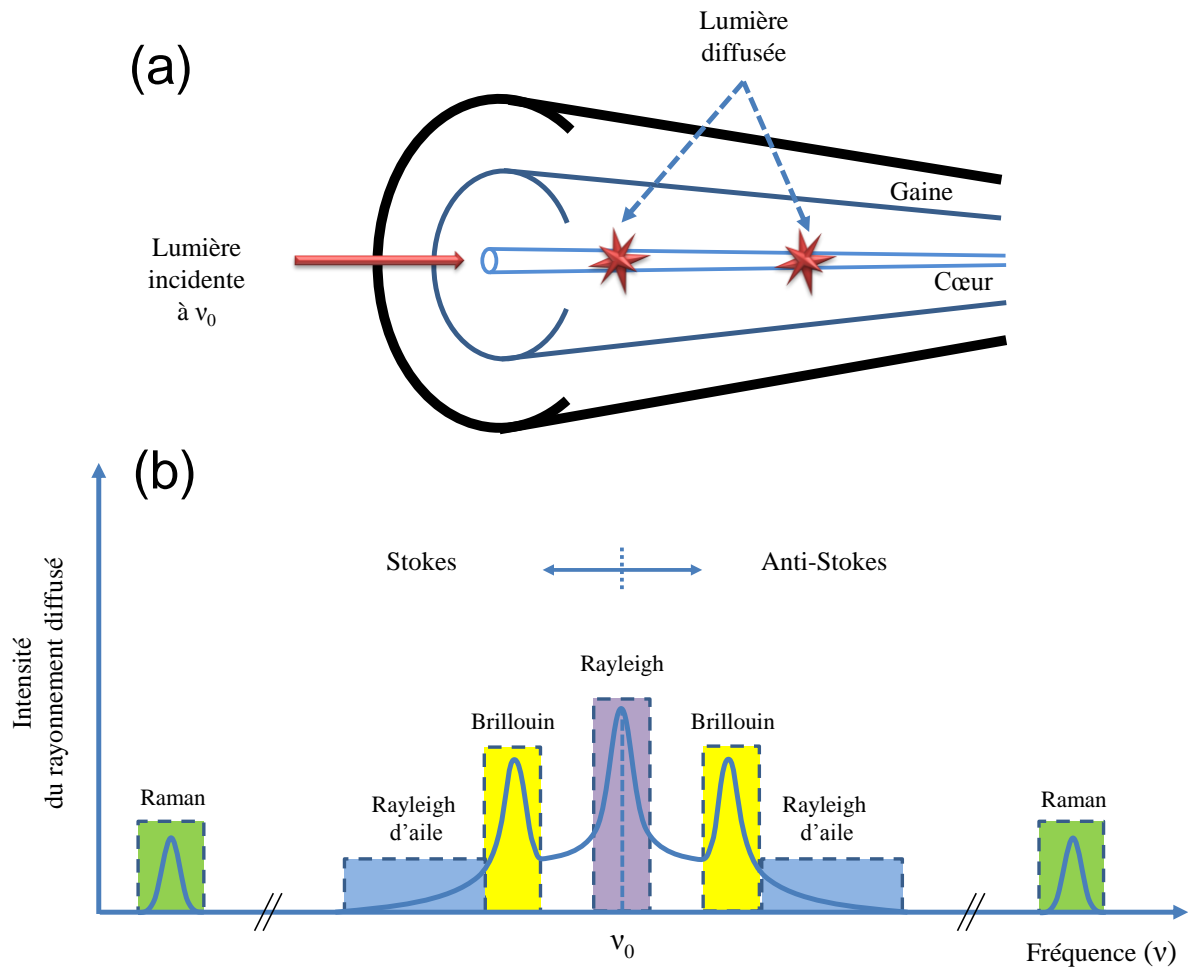


Figure 4 : Représentation schématique du processus de diffusion de lumière dans une fibre optique (milieu diffusant). (a) Diffusion de la lumière dans une fibre optique (b) représentation fréquentielle des différentes diffusions spontanées générées dans un milieu diffusant. Rayleigh (violet), Rayleigh d'aile (bleu), Brillouin (jaune) et Raman (vert).

#### 1.1.3.2.1. Diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh est une distribution élastique de la lumière dans toutes les directions. Ce type de diffusion ne provoque qu'un faible élargissement spectral du signal initial (pas de décalage spectral), elle dépend principalement de la longueur d'onde du signal incident (terme  $\lambda^{-4}$ ), c'est-à-dire que les pertes liées à cette diffusion sont non-négligeables pour des courtes longueurs d'onde. Il existe aussi la diffusion de Rayleigh d'aile (*Rayleigh Wing*). Elle est liée au fait que les molécules anisotropes ont tendance à s'orienter le long de la direction du champ électrique d'une onde laser, entraînant une modification de l'indice de réfraction du milieu. Cependant, cette tendance est partiellement contrebalancée par l'agitation thermique qui tend à rendre isotrope la distribution d'orientation des molécules [3].

#### 1.1.3.2.2. Diffusion Raman

La diffusion Raman est un phénomène qui se traduit par l'interaction entre les photons du signal incident et les modes de vibrations des molécules du matériau dans lequel il se propage. Cette interaction se traduit par une excitation du matériau voire l'absorption d'une quantité

d'énergie  $\hbar\omega_R$  du signal incident  $\hbar\omega$ . En conséquence, les photons résultants de ce processus sont réémis de manière co-propagative à une fréquence plus basse appelée fréquence de Stokes  $\omega_s = \omega - \omega_R$  où  $\omega_R$  représente ce « décalage fréquentiel Raman » qui est de l'ordre de 13,2 THz (fréquence de résonance de vibration du réseau) pour une fibre standard en silice pure. De manière similaire, si le nombre de molécules dans l'état excité est suffisamment élevé, elles peuvent interagir avec les photons incidents pour retourner dans leur état fondamental en émettant des photons dits « Anti-Stokes » avec une fréquence  $\omega_{as} = \omega + \omega_R$  (Figure 5).

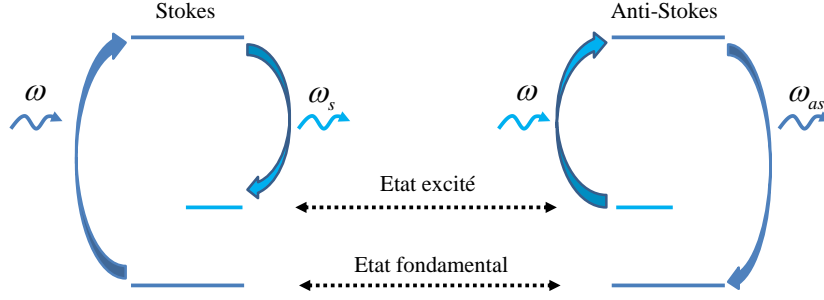


Figure 5 : Représentation schématisée des transitions énergétiques à la base de la diffusion Raman.

Ce processus est largement utilisé dans les amplificateurs optiques de type Raman. En effet, grâce au décalage Raman, lorsqu'une onde dite « pompe » se propage dans une fibre optique, elle se convertit à une onde similaire de l'onde du signal incident. En conséquence, le signal incident est multiplié (ou bien amplifié) par une croissance de l'onde Stokes via un transfert d'énergie issue de l'onde pompe (Figure 6).

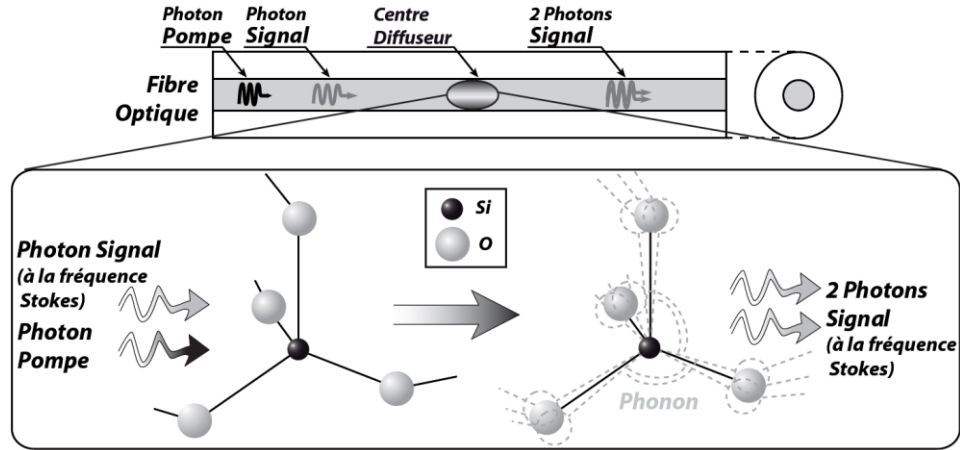


Figure 6 : Schéma de principe de la diffusion Raman au sein d'une fibre optique en silice pure (d'après [9]).

Le transfert d'énergie vers l'onde Stokes peut être décrit par le spectre du gain Raman  $g_R(\Omega)$  avec  $\Omega$  la différence de fréquence entre les ondes pompe et Stokes, nous présentons dans la figure ci-après (Figure 7) le spectre du gain Raman dans une fibre en silice pour une longueur d'onde pompe de 1450 nm.

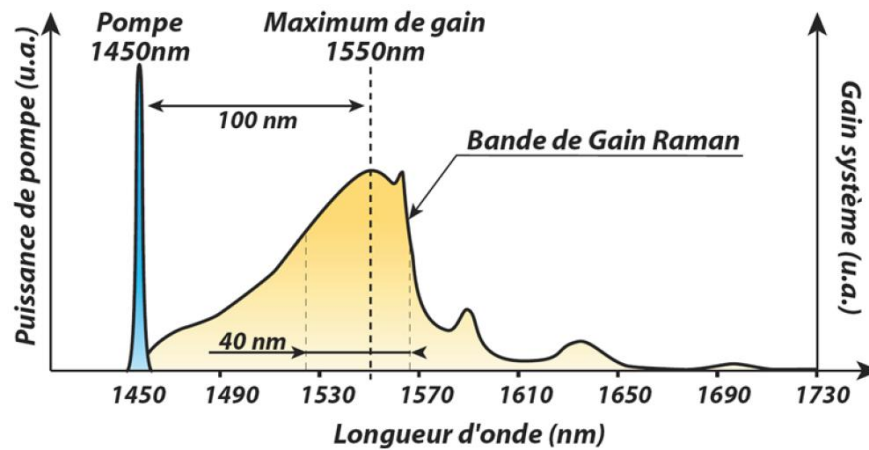


Figure 7 : Spectre Raman dans une fibre en silice pour longueur d'onde de pompe de 1450 nm (d'après [23, 9]).

La diffusion Raman stimulée présente de nombreux avantages dans le cadre de l'amplification optique. Premièrement, elle peut se produire dans n'importe quelle fibre. Deuxièmement, le gain Raman peut avoir lieu à n'importe quelle longueur d'onde, pour cela, il faut juste ajuster la longueur d'onde de pompe. Cela est un grand avantage par rapport aux amplificateurs dopés terres-rares qui nécessitent une fibre spécialement dopée et les longueurs d'ondes pompe et signal sont déterminées par les niveaux énergétiques des ions dopants. Enfin, une large bande de gain de 100 nm ( $\sim 20$  THz) qui permet d'amplifier une large gamme de longueurs d'ondes (environ plus de 40 nm aux longueurs d'onde télécoms) (Figure 7).

#### 1.1.3.2.3. Diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin est un processus qui se traduit par une interaction photon-phonon entre l'onde pompe incidente et l'onde acoustique générée dans le milieu où elle se propage. Cette diffusion peut être considérée comme similaire à la diffusion Raman dans le sens où elle se manifeste à travers la génération d'une onde Stokes décalée vers les basses fréquences qui est de l'ordre de 11 GHz pour une fibre monomode standard en silice.

Nous allons voir au 3<sup>ème</sup> chapitre l'origine ce phénomène et l'impact de cette diffusion sur les systèmes de transmissions optiques.

### 1.1.3.3. Effet Kerr optique

#### 1.1.3.3.1. Auto-modulation de phase « SPM »

L'auto-modulation de phase « SPM : *Self Phase Modulation* » se traduit par un régime purement non-linéaire de la propagation d'un signal lumineux (c'est-à-dire dans un milieu non-linéaire et non dispersif). Cet effet résulte d'une accumulation d'une phase non-linéaire, générée au cours de la propagation, qui provoquera par la suite un élargissement spectral sans modification du profil temporel. A partir de l'équation « NLSE » (1.23), nous modélisons

l'équation différentielle de la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu non-linéaire et non dispersif ( $\beta_2 = 0$ ) sous la forme suivante :

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i\gamma |A|^2 A = 0 \quad (1.25)$$

La solution de cette équation peut, alors, être exprimée sous la forme suivante :

$$A(z, t) = A(0, t) \exp\left(i\gamma |A(0, t)|^2 z\right) \quad (1.26)$$

Nous pouvons remarquer à partir de l'équation (1.26) que  $|A(z, t)| = |A(0, t)|$  qu'au cours de la propagation dans ce régime non-linéaire, le profil temporel n'est pas modifié. Cependant, la phase est variée par elle-même, d'où le nom « Auto-modulation de phase ». Selon l'équation (1.26), le déphasage non-linéaire est de :

$$\varphi_{NL} = \gamma |A(0, t)|^2 z \quad (1.27)$$

Pour le cas d'une impulsion gaussienne ou sécante hyperbolique, ce déphasage non-linéaire est rendu maximal au centre de l'impulsion où  $\varphi_{NL}^{\max} = \gamma P_c z$  avec  $P_c = |A(0, 0)|^2$  la puissance crête de l'impulsion.

Puisque le déphasage non-linéaire varie temporellement, la fréquence instantanée varie également et diffère de la fréquence de l'onde porteuse  $\omega_0$ . La SPM modifie donc le profil spectral de l'impulsion par la génération des photons de fréquences inférieures (supérieures) à la fréquence de  $\omega_0$  sur le front montant (descendant) de l'impulsion. Nous parlons ici du glissement de fréquence « Chirp » que nous définissons sous la forme suivante :

$$\delta\omega(t) = \omega(t) - \omega(0) = -\frac{\partial \varphi_{NL}}{\partial t} = -\gamma \frac{\partial |A(0, t)|^2}{\partial t} z \quad (1.28)$$

Finalement, nous pouvons définir le paramètre  $L_{NL}$ , comme pour le cas des effets dispersifs (équation 1.9), la longueur de fibre pour laquelle les effets non-linéaires deviennent importants :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (1.29)$$

Les deux longueurs linéaire et non-linéaire, que nous avons définies précédemment, caractérisent les différents effets qu'une impulsion peut subir au cours de sa propagation. Par exemple, lorsque  $L_{NL} \gg L_D$  nous parlons d'un régime purement dispersif où l'impulsion s'élargit temporellement sans modification du profil spectral. De même, lorsque  $L_D \gg L_{NL}$ , nous parlons d'un régime purement non-linéaire, ce qui engendre l'effet de la SPM sur l'impulsion transmise.

### 1.1.3.3.2. Impulsions solitoniques

Nous appelons « impulsion solitonique » une onde qui voyage sans déformation. En 1973, Hasegawa et Tappert ont proposé cette forme d'impulsions pour la transmission de l'information par fibres optiques [21]. Ce type d'impulsions se manifeste par un équilibre idéal au sein d'une fibre optique entre les effets non-linéaires et la dispersion chromatique d'ordre 2. Cet effet est observé en régime anormal de dispersion lorsque  $L_D = L_{NL}$ . Cette impulsion solitonique peut être exprimée sous la forme d'une sécante hyperbolique :

$$A(z, t) = N\sqrt{P_0} \operatorname{sech}\left(\frac{t}{T_0}\right) \exp\left(\frac{iP_0 z}{2\gamma}\right), \quad (1.30)$$

avec  $N$  l'ordre du soliton,  $T_0$  la largeur temporelle à  $1/e$  de l'impulsion et  $P_0$  la puissance crête du soliton fondamental ( $N=1$ ) reliée aux paramètres de la fibre optique par le critère  $L_D = L_{NL}$  suivant :

$$P_0 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2} \quad (1.31)$$

Notons que la plupart des sources fibrées commercialisées génèrent des trains d'impulsions sous la forme d'une sécante hyperbolique.

### 1.1.3.3.3. Mélange à quatre ondes « FWM »

Dans le domaine des télécommunications optiques et en particulier dans le multiplexage en longueurs d'onde «WDM», de nombreux signaux à différentes longueurs d'onde se propagent simultanément dans la même fibre optique. Sous certaines conditions, la transmission de ces signaux à différentes fréquences provoque par la suite l'apparition d'un grand nombre d'effets non-linéaires comme le mélange à quatre ondes, la modulation de phase croisée, l'instabilité Modulationnelle induite, ...etc. [1].

Le mélange à quatre ondes « FWM : *Four Wave Mixing* » est un effet non-linéaire du 3<sup>ème</sup> ordre qui se traduit par la génération de nouvelles fréquences. Supposons que deux champs électriques  $E_1(\omega_1)$  et  $E_2(\omega_2)$  se propagent simultanément dans la même fibre optique, avec  $\omega_1$  et  $\omega_2$  ( $\forall \omega_2 > \omega_1$ ) les fréquences respectives. Si les deux champs électriques sont rectilignement polarisés suivant le même état de polarisation, le champ total est alors  $E_{tot} = E_1 + E_2$ .

Pour une faible différence de fréquence  $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$  devant la fréquence centrale  $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$ , la polarisation non-linéaire résultant de l'interaction du champ total sur le matériau peut être exprimée sous la forme suivante :

$$P_{NL} = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} |E_{tot}|^2 E_{tot} \quad (1.32)$$

Finalement, l'équation (1.32) peut être écrite sous la forme développée suivante :

$$P_{NL} = 2n_0 n_2^I \left[ \left( |E_1|^2 + 2|E_2|^2 \right) E_1 + \left( |E_2|^2 + 2|E_1|^2 \right) E_2 + E_1^2 E_2^* + E_2^2 E_1^* \right] \quad (1.33)$$

Comme nous pouvons le voir, l'équation (1.33) est composée de quatre termes. Les deux premiers termes sont liés à l'effet Kerr des deux ondes  $\omega_1$  et  $\omega_2$  (en violet) ainsi que l'effet Kerr croisé de ces deux ondes (en vert). Alors que les deux derniers termes (en jaune) correspondent à la génération de nouvelles ondes. Donc, l'interaction non-linéaire de deux ondes initiales dites « pompes », dans le milieu diélectrique, donne naissance à deux ondes : la première générée à la plus basse fréquence  $\omega_s = 2\omega_1 - \omega_2$  qualifié d'onde « Stokes » (ou signal), et la deuxième à la plus haute fréquence  $\omega_{as} = 2\omega_2 - \omega_1$  appelé « anti-Stokes » (Idler), d'où la terminologie de mélange à quatre ondes partiellement dégénéré. Nous présentons dans la figure ci-après (Figure 8) le processus de génération de quatre ondes par l'effet de FWM.

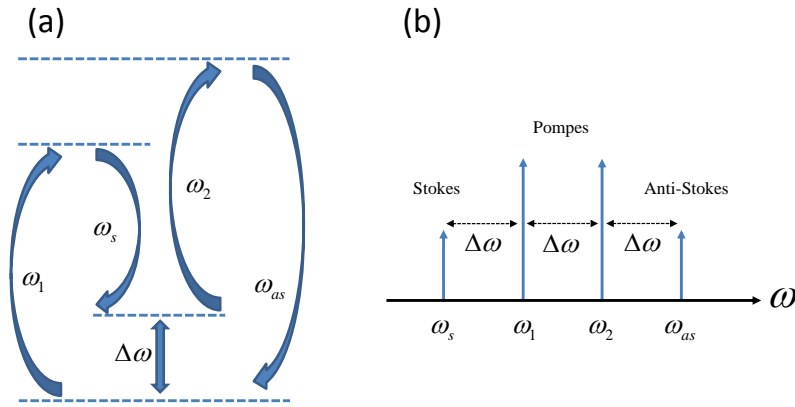


Figure 8 : Illustration du (a) processus du mélange à quatre ondes et (b) spectre correspondant.

La génération des deux fréquences  $\omega_s$  et  $\omega_{as}$  résulte de l'interaction des deux ondes de fréquence  $\omega_1$  et  $\omega_2$ . Le spectre illustré dans la Figure 8-a vérifie l'équation suivante :

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_s + \omega_{as} \quad (1.34)$$

Cette égalité prouve la conservation de l'énergie. Or, pour que le processus soit efficace, la conservation du moment cinétique suivante doit être respectée :

$$\Delta k = k_s + k_{as} - k_1 - k_2 = 0, \quad (1.35)$$

ou aussi, en fonction de l'indice optique et de la fréquence :

$$n(\omega_s)\omega_s + n(\omega_{as})\omega_{as} - n(\omega_1)\omega_1 - n(\omega_2)\omega_2 = 0 \quad (1.36)$$



Cette équation est finalement connue comme étant la condition d'accord de phase du processus de mélange à quatre ondes.

#### 1.1.3.3.4. Modulation de phase croisée « XPM »

Nous avons exprimé précédemment, dans l'équation (1.33), la polarisation non-linéaire résultant de l'interaction de deux champs  $E_1(\omega_1)$  et  $E_2(\omega_2)$  qui se propagent simultanément dans une fibre optique. Nous rappelons que les deux derniers termes, de cette équation, engendrent la génération de nouvelles ondes « FWM ». Afin d'analyser l'impact de l'effet Kerr croisé sur le signal transmis, nous négligeons ces deux derniers termes de l'équation (1.33) et nous exprimons les deux indices  $n(\omega_1)$  et  $n(\omega_2)$ , par analogie avec l'équation (1.20), sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} n(\omega_1, |E_1|^2, |E_2|^2) &= n_0(\omega_1) + n_2(|E_1|^2 + 2|E_2|^2) \quad \text{et} \\ n(\omega_2, |E_2|^2, |E_1|^2) &= n_0(\omega_2) + n_2(|E_2|^2 + 2|E_1|^2) \end{aligned} \quad (1.37)$$

Nous constatons que l'indice de réfraction, vu par un champ électrique dans une fibre optique, dépend de l'intensité du champ incident ainsi que l'intensité des autres champs co-propagatifs. Aussi, pour mieux comprendre la terminologie de la modulation de phase croisée « XPM : *Cross Phase Modulation* », nous supposons la propagation de deux impulsions d'enveloppes  $A_1$  et  $A_2$  de pulsations  $\omega_1$  et  $\omega_2$  respectivement. La phase non-linéaire de chaque impulsion, induite au cours de la propagation, va dépendre des deux impulsions comme suit :

$$\begin{aligned} \phi_{NL}^1(z) &= \gamma \left( |A_1(0, t)|^2 + 2|A_2(0, t)|^2 \right) z \\ \phi_{NL}^2(z) &= \gamma \left( |A_2(0, t)|^2 + 2|A_1(0, t)|^2 \right) z \end{aligned} \quad (1.38)$$

Nous pouvons voir ici que pour  $|A_1(0, t)| = |A_2(0, t)|$  le terme de phase croisé est deux fois plus important que le terme d'auto-modulation de phase. En conséquence, la XPM ne peut pas être négligée dans les applications optiques qui nécessitent la transmission simultanée de plusieurs longueurs d'ondes telles que le WDM dans les télécommunications.

#### 1.1.3.3.5. Instabilité Modulationnelle « MI »

Quand une onde optique continue (ou quasi-continue) se propage en régime de dispersion anormal ( $\beta_2 < 0$ ) et non-linéaire dans une fibre optique, elle devient instable vis-à-vis du bruit optique de cette fibre. En conséquence, deux lobes latéraux apparaissent autour de la raie spectrale de cette onde continue. Ces deux lobes, qui correspondent au gain des petites perturbations, croissent exponentiellement le long de la fibre sous les deux effets conjugués de la dispersion chromatique anormale et de la non-linéarité Kerr. Le gain, dû à ce phénomène

que nous appelons instabilité modulationnelle « MI : *Modulational Instability* », peut être obtenu à partir de l'analyse de stabilité d'une onde continue suivant l'équation « NLSE » et de la relation de dispersion qui en découle [1].

Le gain d'instabilité  $g(\Omega)$  prend la forme suivante en fonction du décalage fréquentiel  $\Omega$  :

$$g(\Omega) = 4\pi^2 |\beta_2 \Omega| \sqrt{(\Omega_c^2 - \Omega^2)} \quad \text{où} \quad \Omega_c = \sqrt{\frac{4\gamma P}{|\beta_2|}}, \quad (1.39)$$

où  $P$  la puissance de l'onde continue à l'entrée de la fibre optique.

Le gain maximum  $g_{\max}$  à la pulsation dite « optimale »  $\Omega_{\text{opt}}$  qui vont apparaître au cours de la propagation peuvent être exprimés sous la forme suivante :

$$g_{\max} = 2\gamma P \quad \text{et} \quad \Omega_{\text{opt}} = \pm \frac{\Omega_c}{\sqrt{2}} = \pm \sqrt{\frac{2\gamma P}{|\beta_2|}} \quad (1.40)$$

Afin de mieux comprendre ce phénomène, nous prenons l'exemple d'un signal continu (à 1550) qui se propage dans une fibre optique standard SMF de 3 km avec une puissance moyenne initiale de 1,3 W. L'étude numérique de l'évolution de cette onde continue peut être réalisée soit par résolution de l'équation « NLSE » par application de la méthode de Fourier à pas divisé [1], soit par résolution analytique de la MI scalaire réalisée par Bédot et *al.* en 2011[2]. La figure ci-après (Figure 9) illustre les profils spectral et temporel de cette étude analytique.

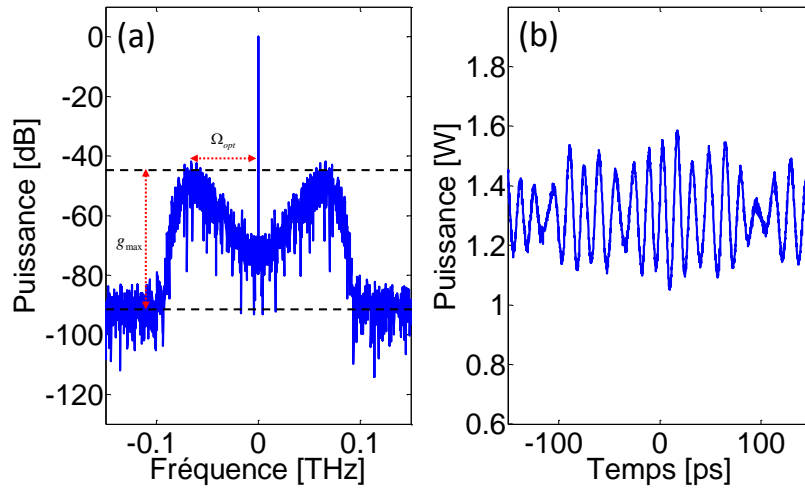


Figure 9 : Résolution numérique de la MI scalaire d'un signal continu à 1550 nm ( $P=1.3W$ ) injecté dans une fibre SMF de 3km. (a) Profil spectral et (b) profil temporel de la solution numérique.

Nous pouvons clairement voir sur la Figure 9-a l'apparition de deux lobes latéraux autour de la raie centrale du signal continu. Ces deux lobes correspondent aux courbes de gain

d'instabilité Modulationnelle scalaire dont les extrema ( $g_{\max}$  et  $\Omega_{opt}$ ) sont en bon accord avec les valeurs théoriques de l'équation (1.40). La Figure 9-b, quant à elle, illustre le profil temporel respectif et nous pouvons remarquer la modulation générée avec une période de  $\sim 16,7$  ps (inverse de  $\Omega_{opt}$ ).

#### 1.1.3.3.6. Auto-raïdissement

L'auto-raïdissement « *Self-steepening* » est un effet non-linéaire d'ordre supérieur qui apparaît lorsqu'une impulsion lumineuse, ultra-courte ( $FWHM < 1ps$ ) et énergétique, se propage dans une fibre optique. Ce phénomène, qualifié de terme de choc, se traduit par une propagation accélérée des ailes d'une impulsion par rapport à son centre où la puissance est maximale (puissance crête) [1]. En conséquence, le profil d'intensité devient asymétrique en fonction de la distance de propagation. Il est possible de modéliser la propagation d'une impulsion, ultra-courte et énergétique, par l'équation « NLSE » (équation 1.23) avec l'addition d'un nouveau terme qui correspond à cet effet :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i \gamma |A|^2 A + \frac{\gamma}{\omega_0} \frac{\partial (|A|^2 A)}{\partial t} = 0, \quad (1.41)$$

où  $\omega_0$  la fréquence de la porteuse. L'auto-raïdissement est le fruit de la dépendance de la vitesse de groupe vis-à-vis de l'intensité.

#### 1.1.3.4. Equation de Schrödinger Non-Linéaire généralisée

Afin de conclure la première partie de ce chapitre, nous regroupons les différents effets que nous avons définis précédemment dans l'équation généralisée de Schrödinger Non-linéaire « GNLSE : *Generalized NonLinear Schodinger Equation* » à partir de sa forme usuelle exprimée dans l'équation (1.23). Une impulsion lumineuse, d'enveloppe  $A(0,t)$ , qui se propage dans une fibre optique peut être décrite par l'équation générale suivante :

$$\underbrace{\frac{\partial A}{\partial z}}_{\text{Propagation}} + \underbrace{i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3}}_{\text{Dispersion}} + \underbrace{\frac{\alpha_L}{2} A}_{\text{Absorption}} - \underbrace{i \gamma |A|^2 A}_{\text{Effet Kerr}} + \underbrace{i \gamma T_r \frac{\partial |A|^2}{\partial t} A}_{\text{Effet Raman}} + \underbrace{\frac{\gamma}{\omega_0} \frac{\partial (|A|^2 A)}{\partial t}}_{\text{Auto-raïdissement}} = 0, \quad (1.42)$$

où  $T_r$  la pente de la courbe au centre du gain Raman.

L'étude du comportement d'une impulsion lumineuse durant sa propagation dans une fibre optique peut être fait par la résolution numérique de la GNLSE (1.42) via la méthode usuelle de Fourier à pas-divisé [1]. Les outils de simulations peuvent être des logiciels de calculs numériques comme Matlab, mais il existe aussi des logiciels commerciaux qui peuvent modéliser les différentes architectures de la transmission optique dans les fibres optiques tels que « Optisystem » ou « VPI Transmission Maker ». Dans la suite de ce manuscrit de thèse,

les différentes simulations seront basées principalement sur les résultats du « VPI Transmission Maker ».

## 1.2. Sources impulsionnelles tout-optique

Les sources lasers émettant des impulsions ultra-courtes et à des taux de répétitions très élevés ( $> 10 \text{ GHz}$ ) sont de plus en plus utilisés dans de nombreuses applications telles que la génération d'horloge, les ordinateurs tout-optique, la spectroscopie ou encore le test des composants. De nombreux travaux ont été réalisés afin de concevoir des sources impulsionnelles fibrées qui offrent une grande flexibilité en termes de cadence et de largeur temporelle. Nous présentons dans cette section les différentes approches qui ont été développées depuis les années 80 concernant ce type de sources.

### 1.2.1. Blocage de modes

Les sources générées par blocage de modes sont celles les plus commercialisées dans le marché des lasers impulsionnelles. Le blocage de modes consiste à mettre en phase une série de modes longitudinaux dans une cavité laser afin de générer un train d'impulsions lumineuses avec une cadence inversement proportionnelle à la longueur de cette cavité. Il existe plusieurs techniques pour obtenir le blocage de modes, nous pouvons les classées en deux grandes familles « actif » ou « passif ».

#### 1.2.1.1. Technique de blocage de modes actif

La technique du blocage de modes actif repose sur la modulation externe du signal en amplitude ou en fréquence, principalement, par un modulateur électro-optique ou acousto-optique [1].

Le blocage de modes actif par modulation d'amplitude se traduit par la mise en place du modulateur dans la cavité dont la fréquence RF correspond à une harmonique de la fréquence fondamentale de la cavité. Grâce aux pertes périodiques introduites par le modulateur, le signal circulant dans la cavité est favorisé à des localisations temporelles bien fixes pour générer un train d'impulsions.

#### 1.2.1.2. Technique de blocage de modes passif

La technique du blocage de modes passif consiste à générer un train d'impulsions sans faire appel aux dispositifs externes. C'est une technique qui utilise des effets non-linéaires optiques dans la cavité laser. En général, les effets non-linéaires optiques provoquent des pertes liées à l'intensité du champ qui se propage dans la cavité. Ces pertes sont plus importantes pour le régime continu dont le but de favoriser le régime de fonctionnement impulsionnel. Il existe différentes manières, basées sur la variation des pertes en fonction de l'intensité ou bien l'effet « d'absorbant saturable », pour réaliser le blocage de modes passif comme les miroirs semi-conducteurs non-linéaires « SESAM », les miroirs à boucle optique

non-linéaire « NOLM : *NonLinear Loop Miror* », les miroirs à boucle amplificatrice non-linéaire « NALM » ou l'effet de la rotation non-linéaire de la polarisation « RNLP » [1].

### 1.2.2. Instabilité Modulationnelle « MI »

Le processus d'instabilité Modulationnelle « MI » est un moyen simple pour générer un train d'impulsions à haute cadence dans une fibre optique. Cette technique de génération de sources d'impulsions a été décrite théoriquement pour la première fois, en 1980, par Hasegawa et Brinkman [20]. En 1984, ils ont proposé théoriquement la génération d'un train d'impulsions en induisant l'instabilité via une faible modulation du signal continu [19]. En effet, en imposant l'écart en fréquence entre l'onde pompe et l'onde de sa faible modulation, l'instabilité Modulationnelle induite va se développer à la fréquence choisie pour initier la formation d'un train d'impulsions avec un taux de répétition égal à l'écart en fréquence initial.

La première application expérimentale de cette technique a été faite par Tai et *al.* en 1986 pour réaliser une source optique cadencée à  $300\text{ GHz}$  qui délivre des impulsions ultra-courtes ( $FWHM=500\text{ fs}$ ) [35]. En 2003, Gong et ses collaborateurs ont démontré, grâce à cette technique, la possibilité de générer un train d'impulsions à un taux de répétition de  $660\text{ GHz}$  et d'une largeur temporelle à mi-hauteur de  $420\text{ fs}$  autour de  $1566\text{ nm}$ .

L'utilisation du processus d'instabilité Modulationnelle pour générer un train d'impulsions à une cadence élevée dans une fibre optique est une méthode simple à mettre en œuvre et elle possède l'avantage d'être accordable en taux de répétition. Cependant, la qualité des impulsions ainsi formées reste relativement faible. En effet, les trains d'impulsions générés à partir de la MI induite ne sont pas constitués de solitons fondamentaux et leur propagation est rendue instable par la présence des piédestaux résiduels dont l'énergie est plus ou moins importante. Par contre, ces piédestaux peuvent être supprimés grâce à des méthodes de filtrage non-linéaire telles que la méthode interférométrique basée sur l'utilisation d'un miroir à boucle non-linéaire « NOLM » ou la technique du filtrage par effet Raman [12, 17, 27].

### 1.2.3. Compression adiabatique d'un battement sinusoïdal

L'utilisation des impulsions solitoniques pour transmettre de l'information par fibres optiques a été proposée, pour la première fois, en 1973 par Hasegawa et Tappert [21]. En effet, les solitons ne subissent aucune déformation durant leur transmission grâce à l'équilibre entre les effets dispersifs et non-linéaires. Mais cette approche reste purement théorique. En effet, sur des longues distances de propagation (des milliers de kilomètres), les pertes linéaires liées à l'absorption de la fibre optique représentent un effet dramatique sur l'équilibre du couple dispersion chromatique et effet Kerr. Par exemple, pour une fibre monomode standard les pertes linéaires moyennes autour de  $1550\text{ nm}$  sont de  $0,2\text{ dB/km}$ , c'est-à-dire que lorsqu'une impulsion se propage dans cette fibre elle perd la moitié de son énergie au bout de  $15\text{ km}$ . Cette perte d'énergie rompt l'équilibre du soliton à cause de l'augmentation de la

longueur non-linéaire ce qui provoque au final l'élargissement de l'impulsion par la dispersion.

Afin de compenser cette perte d'énergie, Tajima a proposé en 1987 son idée révolutionnaire [36]. Il a développé le concept de la fibre dite « Fibre à dispersion décroissante » (DDF : *Dispersion Decreasing Fiber*). L'idée est de fabriquer une fibre étirée dont la dispersion décroît exponentiellement, en diminuant par exemple le diamètre du cœur, le long de la fibre. Grâce à cette fibre, la décroissance de l'énergie de l'impulsion est alors suivie de manière adiabatique par la même décroissance de la dispersion, d'où l'équilibre du couple Dispersion chromatique/Effet Kerr est maintenu tout au long de la fibre.

Cette idée d'adiabatisme a été développée, par la suite, non seulement pour compenser les pertes, mais aussi pour générer des trains d'impulsions ultra-courtes. Le principe fondamental est d'attirer de manière adiabatique une impulsion initiale quelconque vers une impulsion solitonique pré-choisie.

Grâce à cette technique, la compression d'un battement sinusoïdal est apparue comme un excellent moyen de générer des impulsions à haut cadence et d'une qualité supérieure à celle obtenue par la technique de la MI qui a été évoquée dans le paragraphe précédent (1.2.2). Finalement, cette technique reste peu onéreuse et relativement simple à mettre en œuvre expérimentalement, la raison pour laquelle, elle a donné naissance à d'autres techniques telles que la compression d'un battement sinusoïdal par une fibre DDF, dans les fibres à profil de dispersion en paliers « *Step-like* » ou en peigne « *Comb-like* », par amplification Raman ou encore par mélange à quatre ondes multiple « *MFWM* ».

#### 1.2.3.1. Fibre à dispersion décroissante « DDF »

Les travaux de Tajima, de 1987, ont été le point de départ d'une série d'études théoriques de la transmission des impulsions dans les fibres DDF. En 1988, deux équipes de recherches « Blow et *al.* » et « Kuehl et *al.* » ont proposé une approche qui consiste à ajouter un terme de gain à l'équation « NLSE » (1.23) pour générer d'une manière adiabatique des impulsions ultra-courtes [24, 25]. L'addition de ce terme peut représenter soit une amplification distribuée (compression par effet Raman) soit l'utilisation d'une fibre DDF qui simulerait cette amplification. Ensuite, en 1989, Dianov et *al.* ont démontrés la possibilité de générer un train d'impulsions pouvant atteindre un taux de répétition de  $500\text{ GHz}$  dans une fibre DDF à partir d'un battement sinusoïdal d'une puissance moyenne de  $1,25\text{ W}$  [11].

En 1991, Mamyshev et *al.* ont pris l'initiative d'appliquer cette technique expérimentalement. Grâce à une fibre DDF, ils ont pu générer un train d'impulsions cadencé à  $200\text{ GHz}$  avec une largeur temporelle à mi-hauteur de  $490\text{ fs}$  [28]. Depuis ces premiers travaux de Mamyshev, beaucoup d'équipes de recherches se sont intéressées à la génération de sources picosecondes à hautes cadences par la mise en place de ce type de fibre. Plus récemment, en 2012, toujours grâce à une fibre à dispersion exponentiellement décroissante,

Li et *al.* ont conçu numériquement une source cadencée à  $160\text{ GHz}$  qui délivre des impulsions d'une largeur temporelle à mi-hauteur de  $200\text{ fs}$  à partir d'un battement sinusoïdal [26].

Le phénomène de compression adiabatique par une fibre DDF dépend principalement de la longueur de fibre, son profil de dispersion et le rapport entre la dispersion d'entrée et celle de sortie de fibre qui définit le taux de compression maximal. Pour une fibre DDF donnée, il existe une fourchette de cadence et de largeur d'impulsions qui définit un intervalle de puissance dans lequel il est possible de générer des trains d'impulsions de haute qualité.

Le principal inconvénient de cette méthode de compression est lié à la conception de la fibre elle-même qui demande une grande rigueur pour une parfaite évolution du diamètre du cœur, et donc, de l'évolution de la valeur de sa dispersion.

### 1.2.3.2. Fibre à dispersion en paliers « Step-like »

Les fibres à dispersion en paliers, qualifiées de « Step-like », est une autre approche de fibres à dispersion décroissante. Ce type de fibres a permis de pallier le problème de conception des fibres DDF évoqué au paragraphe précédent. Cette configuration de profil de dispersion a été proposée pour la première fois par Chi et *al.* en 1991. Le principe de conception est de réaliser un profil de dispersion décroissante sous forme d'escalier à partir de plusieurs tronçons de fibres standards de dispersions chromatiques différentes.

C'est en 1994 que Chernikov et ses collaborateurs ont réalisé, pour la première fois, une fibre à dispersion en paliers dite « SDPF : Step-like Dispersion Profiled Fiber » composée de 6 tronçons de fibres conventionnelles dont la dispersion est décroissante de  $6$  à  $0,5\text{ ps/nm/km}$ . En 1996, ils ont démontré ainsi la possibilité de générer et comprimer un train d'impulsions à  $104\text{ GHz}$  avec une largeur temporelle à mi-hauteur de  $670\text{ fs}$  pour une puissance moyenne de  $400\text{ mW}$  [8, 5]. Grâce à la faible variation de la dispersion entre deux tronçons voisins de la fibre SDPF, le critère de la compression adiabatique est assuré. Cependant, la conception de ce type de fibres demande un choix précis de la dispersion de chaque tronçon ce qui est assez complexe à mettre en œuvre expérimentalement [5].

Les fibres SDPF n'ont pas seulement l'avantage de contre-balancer les pertes d'énergie de l'impulsion au cours de sa propagation, mais elles augmentent aussi le seuil Brillouin stimulé grâce à la variation de concentration du germanium d'un tronçon à un autre. Cette variation de concentration va modifier la fréquence optimale de diffusion Brillouin ce qui engendra, par la suite, une diminution du gain Brillouin [1] (voir chapitre 3).

### 1.2.3.3. Fibre à dispersion en peigne « Comb-like »

Afin de faciliter la mise en place expérimentale de la technique de compression adiabatique d'un battement sinusoïdal, Chernikov et *al.* ont suggéré théoriquement et expérimentalement, en 1993 et 1994, un nouveau profil de dispersion plus simple que celui des fibres SDPF [6, 7]. Le principe de cette méthode est de séparer spatialement l'effet de la dispersion chromatique et des effets non-linéaires. Cela se traduit, expérimentalement, par une

alternance entre deux types de fibres standards. Le premier segment de fibre est de faible dispersion à la longueur d'onde considérée « DSF : *Dispersion Shifted Fiber* » afin que le régime de propagation soit quasiment non-linéaire, suivi d'un deuxième segment de fort régime anormal « SMF-28 » de faible longueur dans laquelle les effets non-linéaires peuvent être négligés. Ce système est qualifié de fibre à dispersion en peigne « CPF : *Comb-like Profil Fiber* ».

Quand un battement sinusoïdal se propage dans une fibre DSF, l'effet de la SPM prédomine ce qui enrichie le profil spectral des impulsions tout en générant un chirp linéaire. La fibre SMF, quant à elle, grâce à sa forte dispersion anormale compensera le chirp et les impulsions se compressent. Cette technique nécessitait un grand nombre de tronçons de fibre DSF/SMF (une vingtaine) [6]. Cependant, Tadakuma a proposé en 2000 la possibilité de réduire le nombre et la longueur des tronçons de ce système par l'utilisation d'une fibre DSF fortement non-linéaire afin de générer un train d'impulsions de largeur temporelle à mi-hauteur de  $328\text{ fs}$  à une cadence de  $104\text{ GHz}$  [34].

L'avantage principal de la fibre CPF est de maintenir l'équilibre du couple Dispersion/effet Kerr avec seulement deux types de fibre (DSF et SMF-28). Aussi, elle permet d'augmenter le seuil Brillouin comme le cas des fibres SDPF. Par contre, cette technique reste assez difficile à mettre en œuvre expérimentalement, car, elle demande un contrôle strict de la dispersion ainsi que la mise en place d'un grand nombre de segments.

Dans la figure ci-après (Figure 10) nous résumons les différents profils de dispersion décroissante en fonction de la distance de propagation.

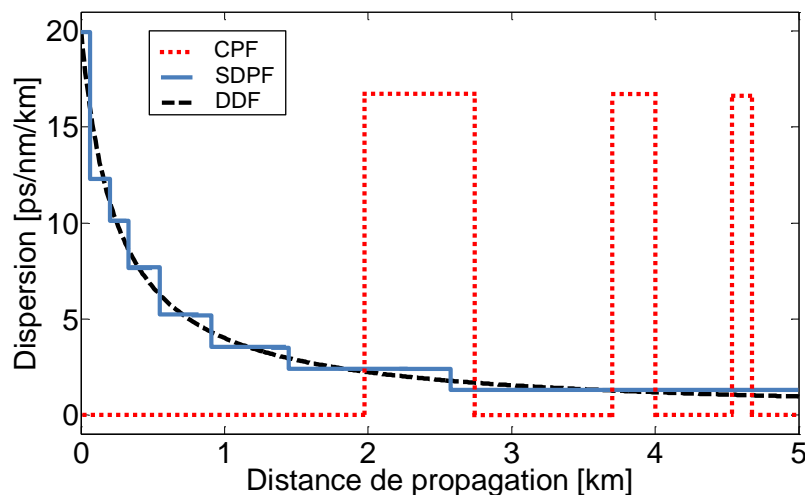


Figure 10 : Représentation schématique des différents profils de dispersion décroissante en fonction de la distance de propagation. Profil de dispersion exponentiellement décroissante « DDF » (pointillé en noir), profil de dispersion décroissante en paliers « SDPF » (ligne en bleu) et profil de dispersion décroissante en peigne « CPF » (pointillé en rouge).



#### 1.2.3.4. Compression adiabatique Raman

La compression adiabatique Raman des impulsions lumineuses, comme son nom l'indique, est une technique de compression basée sur l'amplification Raman. Comme nous l'avons présenté dans le paragraphe (1.2.3.1), Blow et *al.* et Kuehl et *al.* ont proposé, en 1988, d'ajouter un terme de gain à l'équation « NLSE » (1.23) pour générer des trains d'impulsions ultra-courtes de manière adiabatique [24, 25]. Ce terme peut désigner la compression par l'effet de dispersion décroissante ou par l'effet Raman. Donc, le principe est le même que celui de la dispersion décroissante, sauf que l'effet de « gain » est cette fois-ci réalisé par amplification grâce à une pompe Raman à l'intérieur de la fibre optique [37]. La propagation de l'impulsion lumineuse peut être décrite par l'équation NLSE, avec l'addition du terme du gain, sous la forme suivante :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i \gamma |A|^2 A + \frac{g}{2} A = 0, \quad (1.43)$$

où  $g$  désigne le terme de gain en  $m^{-1}$ .

Cette technique de compression a été proposée et démontrée expérimentalement pour la première par Gouveia-Neto et *al.* en 1988 [18]. Ensuite, Reeves-Hall et *al.* ont réalisé en 2000 et 2001 une source accordable en fréquence autour de  $10 \text{ GHz}$  pour délivrer des impulsions de  $1$  à  $10 \text{ ps}$  pour une puissance moyenne  $\leq 650 \text{ mW}$  [31, 32]. Plus récemment, en 2012, Chapman et ses collaborateurs ont conçu une source qui délivre à une cadence de  $10 \text{ GHz}$  un train d'impulsions d'une largeur temporelle à mi-hauteur de moins de  $300 \text{ fs}$  par la compression Raman dans une fibre DSF de  $21 \text{ km}$  [4].

En terme de compression adiabatique d'un battement sinusoïdal, D'Errico et *al.* ont développé en 2003 une source pour des applications de multiplexage temporel grâce à cette technique [10]. Les impulsions obtenues ont une largeur temporelle à mi-hauteur de  $0,8 \text{ ps}$  à un taux de répétition de  $40 \text{ GHz}$ .

Au-delà de la compression adiabatique, l'effet Raman permet de séparer les impulsions ultra-courtes de leurs éventuels piédestaux et ainsi de les « nettoyer » grâce à l'utilisation du décalage fréquentiel occasionnée à forte puissance [27]. La méthode de compression offre aussi d'autres avantages. Elle permet d'obtenir une source accordable d'impulsions puisque le gain est proportionnel à la puissance de pompe et définit le taux de compression maximal des impulsions. Aussi une accordabilité sur un grand intervalle de longueur d'ondes (puisque la courbe de gain Raman de la silice est large). De plus, c'est une méthode simple à mettre en œuvre expérimentalement. Cependant, cette technique nécessite des longueurs de fibres assez importantes (dizaines de kilomètres), ce qui peut causer des problèmes liés à la dispersion modale de polarisation « PMD » ou de fluctuations longitudinales des paramètres de la fibre optique.

### 1.2.3.5. Compression solitonique d'ordre supérieur

La technique de compression solitonique d'ordre supérieur est une méthode plus basique qui permet d'obtenir un train d'impulsions courtes et à faible cadence. Cette méthode de compression existe depuis un grand nombre d'années [21, 1] et fut expérimentalement confirmée par Mollenauer en 1980 et 1983 [29, 30].

L'injection d'un soliton d'ordre supérieur ( $N > 1$  avec  $P_{\text{crête}} = N^2 P_0$ ) dans une fibre optique crée un mouvement périodique de période  $z_0 = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi}{2} L_{NL} = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$  appelée période du soliton. L'impulsion oscille alors entre une compression du soliton, voire une séparation en plusieurs pics ( $N > 2$ ) et son retour à l'état initial.

Cette méthode de compression est relativement simple à mettre en œuvre et a l'avantage de générer des impulsions de fortes puissances crêtes. Cependant, elle ne présente pas des résultats satisfaisants pour des applications de multiplexage temporel. En effet, les impulsions formées par cette compression possèdent de forts piédestaux et ont, donc, un profil temporel de mauvaise qualité.

### 1.2.3.6. Compression par mélange à quatre modes multiple

La compression d'un battement sinusoïdal par mélange à quatre ondes est relativement très simple à mettre en œuvre pour obtenir un train d'impulsions ultra-courtes à haute cadence. Cette technique fut proposée, pour la première fois en 1992, par Inoue et *al.* dans les fibres à zero-dispersion [22]. En 1994, Trillo et *al.* ont démontrée théoriquement la génération du mélange à quatre ondes multiple « MFWM : *Multiple Four-Waves Mixing* » à partir de deux pompes de même intensité qui se propagent dans une fibre standard à dispersion normale ou anormale [38]. Le modèle théorique, décrit par Trillo et *al.*, montre que l'échange d'énergie entre les ondes créer par mélange à quatre ondes donne naissance à d'autres harmoniques spectrales au cours de la propagation dans la fibre. Cet élargissement spectral peut, alors, être appliquer pour comprimer temporellement un battement sinusoïdal à un train d'impulsions correctement séparées [38]. En fonction de la puissance initiale, le modèle initial de Trillo et de ses collaborateurs tend alors à donner, la distance de propagation (longueur de fibre) nécessaire pour obtenir une compression maximale [38].

C'est en 2002 que Pitois et *al.* ont appliqué cette technique pour réaliser numériquement et expérimentalement un train d'impulsions cadencé à  $160 \text{ GHz}$  pour une largeur temporelle à mi-hauteur de  $1,27 \text{ ps}$  en limite de Fourier, sans piédestaux autour de la longueur d'onde  $1550 \text{ nm}$  [33]. La conception de cette source d'impulsions est basée sur l'injection d'un battement sinusoïdal, généré par deux diodes lasers à cavité externe dont l'écart en fréquence est égal à la cadence souhaitée «  $160 \text{ GHz}$  », dans un kilomètre de fibre NZ-DSF (fibre à zéro dispersion) [33, 13]. En 2005, Fatome et ses collaborateurs ont généré, grâce à une fibre hautement non-linéaire, des trains d'impulsions à  $320 \text{ GHz}$  et à  $640 \text{ GHz}$  en taux de répétitions dont les largeurs temporelles à mi-hauteur sont successivement de  $500 \text{ fs}$  et de

$300\text{ fs}$  en limite de Fourier [14]. Toujours à partir d'un battement sinusoïdal de deux diodes continues, Fatome et *al.* ont réussi à concevoir théoriquement et expérimentalement une source d'impulsions accordable en longueur d'ondes (sur une plage de  $20\text{ nm}$ ) autour de  $1555\text{ nm}$  en limite de Fourier. Les trains d'impulsions proposés ont un taux de répétition allant de  $20\text{ GHz}$  jusqu'à  $2\text{ THz}$  délivrant des impulsions ultra-courtes (jusqu'à  $170\text{ fs}$ ) [15, 16]. C'est cette technique qui sera ensuite utilisée dans les travaux de cette thèse afin de concevoir des sources ayant un profil temporel et un profil spectral de haute qualité, en limite de Fourier et sans piédestaux.

### 1.2.3.7. Comparaison des différentes techniques de compression

Techniques de compression d'un battement sinusoïdal		Avantages	Inconvénients
Compression adiabatique	Dispersion exponentiellement décroissante	Une seule fibre	Conception complexe de fibres
	Profil de dispersion "Step-like"	Diminution de l'effet Brillouin	Choix précis de dispersion
			Beaucoup de tronçons de fibres
	Profil de dispersion "Comb-like"	2 types de fibres	Contrôle strict de dispersion
		Diminution de l'effet Brillouin	Beaucoup de tronçons de fibres
	Amplification Raman	suppression des piédestaux	Longueur de fibre importante
		Large accordabilité	Problème de la PMD
Simple à mettre en œuvre			
Compression solitonique d'ordre supérieur		Puissance crête importante	Forts piédestaux
Compression par mélange à quatre ondes		Sans piédestaux	Valable que pour un battement sinusoïdal
		Impulsions en limite de Fourier	Accordabilité dépend des deux pompes initiales
		Simple à mettre en œuvre	

Figure 11 : Comparaison qualitative des différentes techniques de compression d'un battement sinusoïdal.

Nous résumons dans le tableau ci-dessus (Figure 11) les avantages et les inconvénients des différentes techniques de compression que nous avons définies dans cette section. Nous remarquons de cette comparaison que si le signal initial est un battement sinusoïdal, le mélange à quatre ondes reste la technique la plus facile à mettre en œuvre expérimentalement et la plus adéquate pour générer des impulsions ultra-courtes et à des taux de répétition élevés.

### 1.3. Références du chapitre 1

- [1] G. P. Agrawal. *"Nonlinear Fiber Optics"*. 2006.
- [2] P. Béjot, B. Kibler, E. Hertz, B. Lavorel, and O. Faucher. *"General approach to spatiotemporal modulational instability processes"*. *Physical Review A*, 83(1):013830, 2011.
- [3] R. W. Boyd. *"Nonlinear optics"*. Academic press, 3<sup>rd</sup> edition, 2008.
- [4] B. H. Chapman, A. V. Doronkin, S. V. Popov, and J. R. Taylor. *"All-fiber integrated 10 GHz repetition rate femtosecond laser source based on Raman compression of pulses generated through spectral masking of a phase-modulated diode"*. *Opt. Lett.*, 37(15):3099–3101, Aug 2012.
- [5] S.V. Chernikov, R. Kashyap, M.J. Guy, D.G. Moodie, and J.R. Taylor. *"Ultrahigh-bit-rate optical sources and applications"*. *Philo.Trans. of the Royal Soc. of London*, 354(1708):719–731, 1996.
- [6] S.V. Chernikov, J.R. Taylor, and R. Kashyap. *"Integrated all optical fibre source of multigigahertz soliton pulse train"*. *Electronics Letters*, 29(20):1788–1789, 1993.
- [7] S.V. Chernikov, J.R. Taylor, and R. Kashyap. *"Comblike dispersion-profiled fiber for soliton pulse train generation"*. *Optics letters*, 19(8):539–541, 1994.
- [8] S.V. Chernikov, J.R. Taylor, and R. Kashyap. *"Experimental demonstration of step-like dispersion profiling in optical fibre for soliton pulse generation and compression"*. *Electronics Letters*, 30(5):433–435, 1994.
- [9] C. Chluda. *"Bruit basse et moyenne fréquence des amplificateurs optiques distribués à effet Raman"*. PhD thesis, université Montpellier 2, 2006.
- [10] A. D Errico, C. Loiacono, M. Presi, G. Contestabile, and E. Ciaramella. *"Widely tunable 40 GHz pulse source for 160 Gbit/s OTDM by simultaneous soliton generation and compression"*. In *ECOC, Italy*, page We 2.6.5, 2003.
- [11] E. M. Dianov, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, and S. V. Chernikov. *"Generation of a train of fundamental solitons at a high repetition rate in optical fibers"*. *Opt. Lett.*, 14(18):1008–1010, Sep 1989.
- [12] N. J. Doran and D. Wood. *"Nonlinear-optical loop mirror"*. *Opt. Lett.*, 13(1):56–58, Jan 1988.
- [13] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. *"Sensitivity of SHG-FROG for the characterization of ultrahigh-repetition-rate telecommunication laser sources"*. *Optical Fiber Technology*, 10(1):73–78, 2004.
- [14] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. *"320/640 GHz high-quality pulse sources based on multiple four-wave mixing in highly nonlinear optical fibre"*. *Electronics Letters*, 41(25):1391–1392, 2005.

- [15] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. "20-GHz-to-1-THz repetition rate pulse sources based on multiple four-wave mixing in optical fibers". *Journal of Quantum Electronics, IEEE*, 42(10):1038–1046, 2006.
- [16] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. "GigaHertz to TeraHertz Ultrashort Pulse Sources at 1555 nm". In *European Conference and Exhibition on Optical Communication*, pages 1–2. IEEE, 2006.
- [17] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochreiter. "Nonlinear amplifying loop mirror". *Opt. Lett.*, 15(13):752–754, Jul 1990.
- [18] A. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, J. R. Taylor, and K. J. Blow. "Soliton reconstruction through synchronous amplification". *J. Opt. Soc. Am. B*, 5(4):799–803, Apr 1988.
- [19] A. Hasegawa. "Generation of a train of soliton pulses by induced modulational instability in optical fibers". *Opt. Lett.*, 9(7):288–290, Jul 1984.
- [20] A. Hasegawa and W. Brinkman. "Tunable coherent IR and FIR sources utilizing modulational instability". *Journal of Quantum Electronics, IEEE*, 16(7):694–697, 1980.
- [21] A. Hasegawa and F. Tappert. "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion". *Applied Physics Letters*, 23:142, 1973.
- [22] K. Inoue. "Four-wave mixing in an optical fiber in the zero-dispersion wavelength region". *Journal of Lightwave Technology*, 10(11):1553–1561, 1992.
- [23] M.N. Islam. "Raman amplifiers for telecommunications". *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE*, 8(3):548–559, 2002.
- [24] K. J. Blow, N. J. Doran, and D. Wood. "Generation and stabilization of short soliton pulses in the amplified nonlinear Schrödinger equation". *J. Opt. Soc. Am. B*, 5(2):381–391, Feb 1988.
- [25] H. H. Kuehl. "Solitons on an axially nonuniform optical fiber". *J. Opt. Soc. Am. B*, 5(3):709–713, Mar 1988.
- [26] Q. Li, K. Nakkeeran, and P. K. A. Wai. "High-repetition-rate ultrashort pulse generation in nonlinear fibers with exponentially decreasing dispersion". In *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides*. Optical Society of America, 2012.
- [27] P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, E. M. Dianov, and A. M. Prokhorov. "Generation of a high-repetition-rate train of practically noninteracting solitons by using the induced modulational instability and Raman self-scattering effects". *Opt. Lett.*, 15(23):1365–1367, Dec 1990.
- [28] P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, and E. M. Dianov. "Generation of fundamental soliton trains for high-bit-rate optical fiber communication lines". *Journal of Quantum Electronics, IEEE*, 27(10):2347–2355, 1991.

- [29] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon. "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers". *Physical Review Letters*, 45:1095–1098, 1980.
- [30] L. F. Mollenauer, W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and J. P. Gordon. "Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single-mode optical fibers". *Opt. Lett.*, 8(5):289–291, May 1983.
- [31] P.C. Reeves-Hall, S.A.E. Lewis, S.V. Chenikov, and J.R. Taylor. "Picosecond soliton pulse-duration-selectable source based on adiabatic compression in Raman amplifier". *Electronics Letters*, 36(7):622–624, 2000.
- [32] P.C. Reeves-Hall and J.R. Taylor. "Wavelength and duration tunable subpicosecond source using adiabatic Raman compression". In *Conference on the Lasers and Electro-Optics "CLEO"*, pages 228–229. IEEE, 2001.
- [33] Pitois S., Fatome J., and G. Millot. "Generation of a 160-GHz transform-limited pedestal-free pulse train through multiwave mixing compression of a dual-frequency beat signal". *Opt. Lett.*, 27(19):1729–1731, Oct 2002.
- [34] M. Tadakuma, O. Aso, and S. Namiki. "A 104 GHz 328 fs soliton pulse train generation through a comb-like dispersion profiled fiber using short high nonlinearity dispersion fibers". In *Optical Fiber Communication Conference*, volume 3, pages 178–180. IEEE, 2000.
- [35] K. Tai, A. Tomita, J.L. Jewell, and A. Hasegawa. "Generation of subpicosecond solitonlike optical pulses at 0.3 THz repetition rate by induced modulational instability". *Applied physics letters*, 49(5):236–238, 1986.
- [36] K. Tajima. "Compensation of soliton broadening in nonlinear optical fibers with loss". *Opt. Lett.*, 12(1):54–56, Jan 1987.
- [37] J. R. Taylor. "Optical solitons: theory and experiment", volume 10. Cambridge University Press, 1992.
- [38] S. Trillo, S. Wabnitz, and T. A. B. Kennedy. "Nonlinear dynamics of dual-frequency-pumped multiwave mixing in optical fibers". *Phys. Rev. A*, 50:1732–1747, Aug 1994.



## 2. Sources impulsionnelles tout fibrées

Les sources lasers émettant des impulsions ultra-courtes, à des taux de répétition très élevés ( $>10$  GHz), au voisinage de  $1,55\text{ }\mu\text{m}$  sont largement employées dans de nombreuses applications scientifiques, notamment pour l'échantillonnage optique, test des composants, métrologie, génération d'horloge ou encore pour les systèmes de transmission haut débit par fibre optique basés sur le multiplexage temporelle optique « OTDM ».

Les techniques du remodelage du signal initial dans une fibre optique par des effets non-linéaires sont des méthodes qui ont prouvé leurs efficacités pour générer ce type de sources telles que la compression adiabatique que nous avons évoquée dans le chapitre précédent [28, 7, 13, 10, 21, 18, 2]. La compression d'un battement sinusoïdal, dans une fibre de dispersion chromatique anormale, via le processus de mélange à quatre ondes multiple « MFWM : *Multiple Four Wave Mixing* » est une technique relativement simple à mettre en œuvre expérimentalement et qui permet de générer des trains d'impulsions ultra-courtes, de haute qualité, en limite de Fourier et sans piédestaux [38, 15]. Dans le cadre de cette approche, il est possible de générer le battement sinusoïdal initial (à comprimé) par le couplage de deux diodes continues dont l'écart en fréquence est égal au taux de répétition souhaité. L'avantage principal de cette technique est d'atteindre des taux de répétitions très élevés (jusqu'à  $2\text{ THz}$ ) ce qui dépasse largement la bande passante des systèmes électroniques ( $< 50\text{ GHz}$ ) [15, 6]. Cependant, en l'absence de précautions particulières, l'instabilité spectrale des deux diodes (largeur de raie comprise entre  $1$  à  $5\text{ MHz}$ ) provoque une fluctuation du taux de répétition, et donc, une gigue temporelle importante sur le profil d'intensité final. La modulation en intensité d'une seule diode continue apparaît alors comme une excellente alternative pour générer un battement sinusoïdal plus stable. Par contre, en plus de la limite de la bande passante, cette technique est onéreuse en fonction de la fréquence  $f$  du signal RF (Horloge) qui pilote le modulateur. Pour trouver un compromis entre le coût et la stabilité du système, le pilotage du modulateur à son point de transmission nulle, par la fréquence  $f/2$  de l'horloge, nous a permis de générer un battement sinusoïdal à la cadence  $f$  qualifié de « doublage de fréquence ».

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons l'approche théorique du « MFWM » pour la génération des impulsions ultra-courtes à haute cadence à partir d'un battement sinusoïdal qui se propage dans une fibre optique de dispersion chromatique anormale. La deuxième partie sera consacrée à la génération du battement sinusoïdal initial par modulation d'une diode continue dans un modulateur d'intensité. Ensuite, nous présentons dans la troisième partie nos travaux numériques et expérimentaux concernant la génération de trains d'impulsions (à  $20\text{ GHz}$  et  $40\text{ GHz}$ ) par le « MFWM » à partir d'un battement initial ainsi formé. Finalement nous consacrons la dernière partie à l'étude de la compression d'un signal pré-comprimé initialement, toujours par modulation du signal continu, qualifié de « modèle à 3 ondes ».



## 2.1. Génération de sources impulsionnelles par mélange à quatre ondes multiple : L'approche théorique

Nous rappelons dans ce paragraphe la base théorique de la génération des trains d'impulsions, ultra-courtes et à haute cadence, à partir d'un battement sinusoïdal via le processus du MFWM fondée sur l'approche numérique décrite en 2006 par Fatome et ses collaborateurs [15]. Cette approche est basée sur la propagation d'une lumière linéairement polarisée dans une fibre optique monomode. L'évolution du champ électrique  $A(z, t)$ , dans cette étude, peut être décrite par l'équation de Schrödinger Non-linéaire « NLSE » que nous avons évoquée dans le chapitre précédent (1.23). Le signal initial à l'entrée de fibre est un battement sinusoïdal que nous pouvons exprimer sous la forme suivante :

$$A(0, t) = \sqrt{P_0/2} [\exp(-i\pi f t) + \exp(+i\pi f t)], \quad (2.1)$$

où  $P_0$  la puissance moyenne initiale et  $f$  l'écart en fréquence qui sépare les deux composantes spectrales (taux de répétition) qui forment le battement sinusoïdal.

La propagation non-linéaire d'un battement sinusoïdal dans une fibre optique est décrite analytiquement pour la première fois par Trillo et *al.* [38]. Au cours de cette propagation des bandes latérales se créent via le processus de mélange à quatre ondes « FWM » (voir chapitre 1) : Deux photons de pulsations  $\omega_1$  et  $\omega_2$  interagissent et génèrent des bandes latérales du premier ordre de pulsations  $\omega_1 - \Omega$  et  $\omega_2 + \Omega$  avec  $\Omega = \omega_2 - \omega_1 = 2\pi f$ . Les bandes latérales d'ordre supérieur se créent ainsi par le MFWM. Notons que le nombre des subharmoniques dépendent du taux de répétition  $f$  et des effets de dispersion et de la non-linéarité. En effet, le processus du mélange à quatre ondes ne peut être efficace que si la condition d'accord de phase est satisfaite. En particulier, l'accord des vecteurs d'ondes dépend de la relation entre la dispersion de la vitesse de groupe « GVD : *Group-velocity dispersion* » (qualifiée de  $\beta_2$ ) et les effets non-linéaires engendrés par la puissance du signal incident [1]. Les puissances des ondes pompes et des subharmoniques dans le processus du FWM évoluent en continue au cours de la propagation dans la fibre, et donc, l'étude analytique de la condition d'accord de phase reste compliquée.

Nous illustrons dans la Figure 12-a l'évolution de l'intensité maximale de la première bande latérale en fonction de la GVD normalisée de la fibre pour une puissance d'entrée fixe. Les résultats représentés sur cette courbe montrent que le processus du FWM est obtenu sur un intervalle limité de la GVD (l'accord de phase est quasi-satisfait) et que les bandes latérales peuvent être produites à la fois dans les cas de dispersions anormale et normale. Dans le cas de dispersion normale ( $\beta_2 > 0$ ) le profil temporel s'élargie donnant naissance à des impulsions de formes quasi-rectangulaires (points D et E). Cependant, dans le cas de dispersion anormale ( $\beta_2 < 0$ ) le battement sinusoïdal se comprime et donne naissance à des trains d'impulsions gaussiennes bien séparées (point B). Les profils d'intensité et de phase de la compression du battement sinusoïdal vers des impulsions gaussiennes sont représentés dans

la Figure 12-b. Le processus de compression obtenu au cours de la propagation est exprimé en fonction de la distance  $z$  normalisée par rapport à une longueur de fibre qualifiée d'« optimale »  $L_{opt}$  qui sera définie par la suite et liée aux paramètres normalisés  $\gamma=1$  et  $\beta_2 = -1$  (point B Figure 12-a). Pour les mêmes paramètres, nous illustrons dans la Figure 12-c l'évolution de la largeur temporelle des impulsions en fonction de la distance  $z$ . Nous pouvons remarquer de cette figure que le maximum de compression (faible largeur d'impulsion) est obtenu à  $z=1$  qui correspond à la longueur  $L_{opt}$  de fibre.

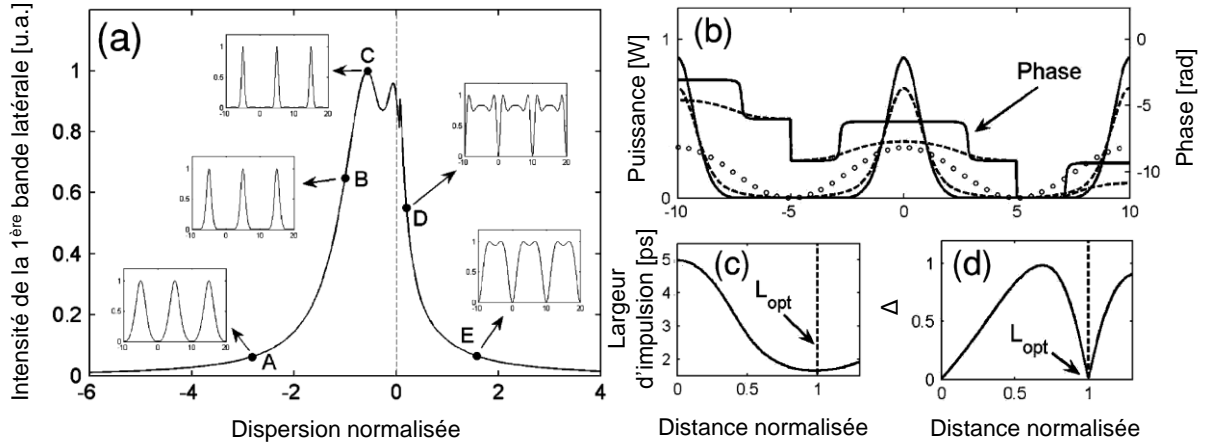


Figure 12 : (a) Evolution du maximum d'intensité de la première subharmonique en fonction de la GVD. (b) Profils d'intensité et de phase à l'entrée de fibre (en cercle), en sortie de la longueur optimale de fibre  $L_{opt}$  (ligne) et à la distance qui correspond au maximum de  $\Delta$  (pointillé). (c) Largeur temporelle de l'impulsion en fonction de la distance. (d) Evolution du chirp  $\Delta$  en fonction de la distance (d'après [15]).

Un autre paramètre important qui caractérise la qualité d'une impulsion est la planéité du profil de phase (ou la moyenne du « Chirp ») le long de l'impulsion. Ce paramètre peut être défini sous la forme suivante :

$$\Delta = \frac{1}{T} \int \left| \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right| dt, \quad (2.2)$$

où  $\varphi$  la phase et  $T$  la période du train d'impulsions. Nous illustrons, dans la Figure 12-d, la variation de ce paramètre en fonction de la distance  $z$ . Nous pouvons constater sur la courbe illustrée qu'à  $z=1$  le paramètre  $\Delta$  est quasiment nul ce qui nous permet de comprendre qu'en sortie de la longueur de fibre  $L_{opt}$  l'impulsion est quasiment non-chirpée (phase plate), nous pouvons aussi observer ce résultat sur la Figure 12-b (ligne). Nous constatons de ces résultats que l'injection d'un battement sinusoïdal, à une puissance moyenne donnée, dans une fibre de dispersion anormal d'une longueur  $L_{opt}$  nous permettra de le comprimer vers un train d'impulsions gaussiennes non-chirpées.

Nous pouvons considérer que cette compression non-linéaire du profil d'intensité est une superposition d'une fonction gaussienne et d'une fonction cosinus. En effet, le profil

d'intensité peut être approximativement exprimé le long de la distance de propagation  $z$  sous la forme suivante :

$$I_{fit}(t, z) = |A(z, t)|^2 = I_0(z) + k_1(z) \cos(2\pi ft) + k_2(z) \exp(-k_3(z)t^2), \quad (2.3)$$

où  $I_0(z)$  est une contribution continue. Si nous considérons que l'énergie est conservée durant la propagation, cette contribution peut être décrite comme suit :

$$I_0(z) = P_0 - \frac{k_2(z)}{\sqrt{k_3(z)}} f \sqrt{\pi} \quad (2.4)$$

où  $k_1(z)$  et  $k_2(z)$  sont les amplitudes du cosinus et de la gaussienne respectivement. Ils sont obtenus à partir d'une intégration numérique de l'équation NLSE usuelle (1.23). Le paramètre  $k_3(z)$  est proportionnel à la largeur temporelle au carré de l'impulsion gaussienne. Nous illustrons dans la Figure 13 l'évolution numérique du profil temporel de l'impulsion en fonction de la distance de propagation normalisée par  $L_{opt}$ , pour une puissance  $P_{opt}$  et des coefficients du fit.

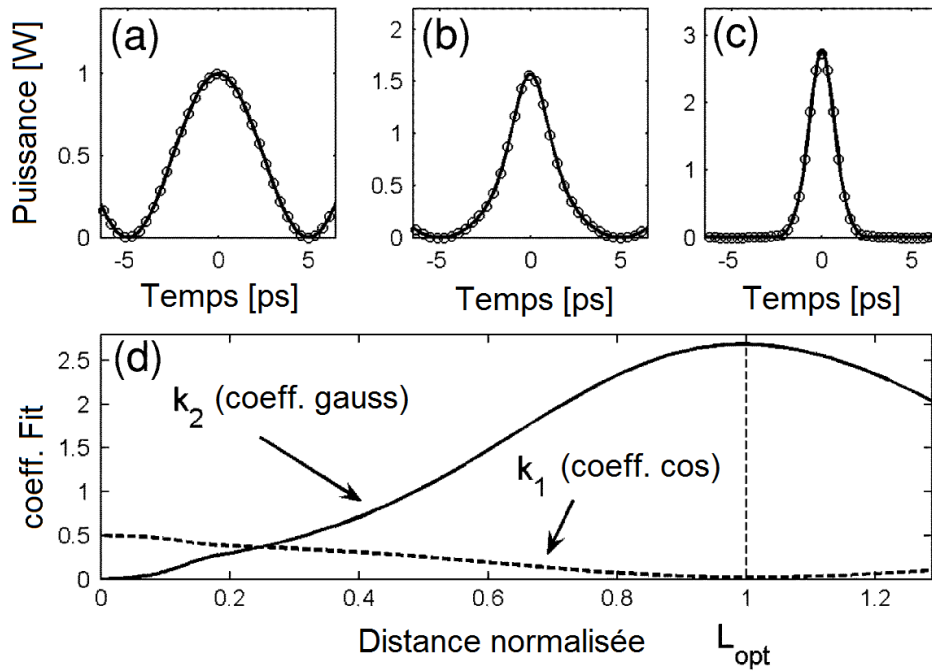


Figure 13 : (a) battement sinusoïdal initial à  $z=0$  ( $k_1=0,5$ ,  $k_2=0$ ). (b) Profil temporel à  $z=0,5$  ( $k_1=0,26$ ,  $k_2=1,05$ ). (c) Profil temporel du signal en sortie de la longueur optimale à  $z=1$  ( $k_1=0,02$ ,  $k_2=2,7$ ). (d) Evolution des coefficients du fit  $k_1$  et  $k_2$  en fonction de la distance normalisée par la longueur optimale  $L_{opt}$  (d'après [15]).

Les Figure 13-(a-b-c) illustrent les profils numériques temporels du signal obtenus respectivement à la distance  $z=0$ ,  $z=0,5$  et  $z=1$ . La Figure 13-d, quant à elle, représente l'évolution des coefficients du fit  $k_1$  et  $k_2$  en fonction de la distance  $z$ . Nous pouvons

remarquer sur cette figure que le battement sinusoïdal initial ( $k_2 = 0$ ) évolue vers une impulsion de forme gaussienne ( $k_1 \approx 0$ ) lorsqu'il se propage dans la longueur  $L_{opt}$  de fibre.

D'un point de vue pratique, il est nécessaire de définir la longueur optimale de fibre  $L_{opt}$  ainsi que la puissance moyenne optimale  $P_{opt}$  respective afin de concevoir ce type de sources. Pour cette raison, Fatome et al. [15] ont défini les relations empiriques issues des simulations numériques qui lient  $L_{opt}$  en fonction de la longueur dispersive  $L_D$  et de la longueur non-linéaire  $L_{NL}$  que nous pouvons exprimer sous la forme suivante :

$$L_{opt} = a \times L_D = b \times L_{NL}, \quad L_D = \frac{1}{4f^2 |\beta_2|} \text{ et } L_{NL} = \frac{1}{2\gamma P_{opt}} \quad (2.5)$$

avec  $a = 0,286$  et  $b = 2,571$ . Nous pouvons ainsi donner les expressions analytiques de la longueur optimale de fibre  $L_{opt}$  et de la puissance moyenne initiale  $P_{opt}$  en fonction des paramètres de la fibre et du taux de répétition de la source :

$$L_{opt} = \frac{1}{14} \frac{1}{|\beta_2| f^2} \quad \text{et} \quad P_{opt} = 16 \frac{|\beta_2| f^2}{\gamma} \quad (2.6)$$

Ces formules sont générales, ce sont des lois d'échelle valables pour n'importe quel taux de répétition. Cependant, pour des débits élevés le paramètre  $\beta_3$  devient non-négligeable dans la génération des impulsions ultra-courtes.

## 2.2. Génération d'un battement sinusoïdal par modulateur d'intensité

L'approche théorique de la technique de compression par MFWM est valable pour générer des trains d'impulsions de très haute cadence (de  $20 \text{ GHz}$  à  $1 \text{ THz}$ ) [15] puisque le principe de base est fondé sur la compression d'un battement sinusoïdal initialement formé par deux diodes continues. Cependant, deux diodes lasers distinctes engendrent une forte gigue fréquentielle (largeur de raie comprise entre  $1$  à  $5 \text{ MHz}$ ) du taux de répétition. En conséquence, une gigue temporelle se crée sur le profil d'intensité des impulsions ce qui est indésirable dans de nombreuses applications notamment dans le domaine des télécommunications optiques.

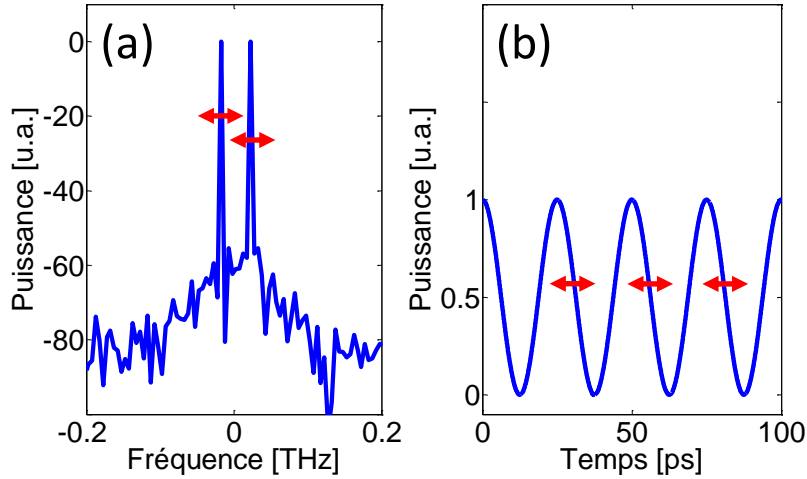


Figure 14 : Illustration de la gigue (flèche en rouge) spectrale et temporelle liée au battement sinusoïdal de deux diodes lasers. (a) Profil spectral d'un battement à 40 GHz. (b) Profil temporel correspondant.

Pour surmonter ce problème, Swanson et Chinn ont proposé d'utiliser un modulateur Mach-Zehnder pour générer le battement sinusoïdal [19]. Avec cette technique une seule diode sera modulée en intensité afin de former un battement sinusoïdal à une cadence parfaitement stable, et donc, une gigue temporelle très faible ( $< 1 \text{ MHz}$ ).

Grâce à la stabilité du signal généré par la technique de modulation en intensité de l'onde continue, nous adoptons cette technique dans la suite de ce chapitre afin de concevoir des sources d'impulsions stables et ultra-courtes.

### 2.2.1. Modulateur d'intensité Mach-Zehnder « MZM »

Les modulateurs Mach-Zehnder « MZM : *Mach-Zehnder Modulators* » sont des composants basés sur l'effet électro-optique linéaire qualifié d'« effet Pockels ». Cet effet se traduit par une variation de l'indice de réfraction du milieu induite par l'application d'un champ électrique. L'effet Pockels se produit seulement dans certains cristaux tel que le Niobate de Lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ) qui ne présente pas de symétrie par réflexion, possède des coefficients électro-optiques élevés et hautement transparents dans les longueurs d'ondes infrarouges (de 350 nm à 5500 nm) [11, 12]. La variation de l'indice de réfraction du cristal par l'application d'un champ électrique amène à une modulation de phase qui peut être convertie en une modulation d'intensité en intégrant un interféromètre de type Mach-Zehnder d'où la terminologie MZM.

Nous illustrons dans la Figure 15 une représentation schématique du principe d'un modulateur MZM à double commande. Les coefficients  $b_i$  ( $i=1,2,3 \text{ et } 4$ ) désignent les taux de couplage en puissance des branches du modulateur (Figure 15).  $E_{in}$  et  $E_{out}$  correspondent, respectivement, aux champs électriques d'entrée et de sortie du MZM.  $\Delta\phi_1$  et  $\Delta\phi_2$  désignent

les déphasages induits par l'effet électro-optique sous l'application des deux tensions  $V_1$  et  $V_2$ , respectivement, sur chaque bras du modulateur.

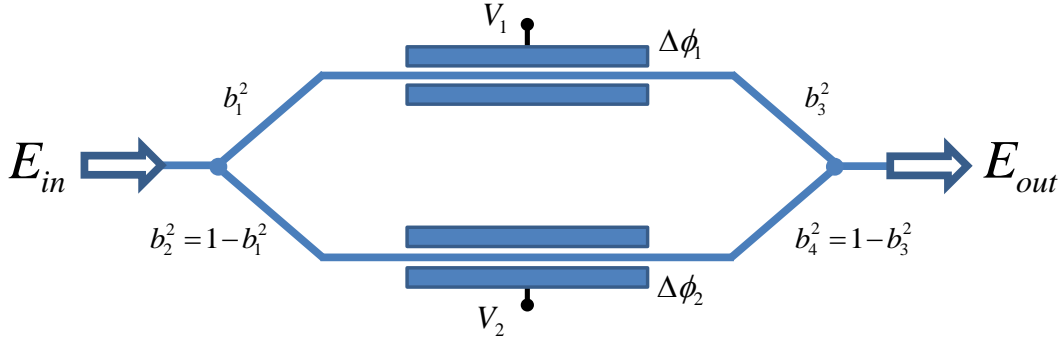


Figure 15 : Représentation schématique du principe du modulateur d'intensité Mach-Zehnder « MZM ».

La relation qui lie le champ de sortie du modulateur avec le champ d'entrée peut être exprimée sous la forme suivante :

$$E_{out} = E_{in} \cdot \exp\left(i \frac{(\Delta\phi_1 + \Delta\phi_2)}{2}\right) \cdot \left[ b_1 b_3 \cdot \exp\left(-i \frac{(\Delta\phi_2 - \Delta\phi_1)}{2}\right) + b_2 b_4 \cdot \exp\left(+i \frac{(\Delta\phi_2 - \Delta\phi_1)}{2}\right) \right] \quad (2.7)$$

Les déphasages  $\Delta\phi_1$  et  $\Delta\phi_2$  se produisent, respectivement, sous l'application des deux tensions  $V_1$  et  $V_2$  que nous exprimons comme suit :

$$\Delta\phi_{1,2} = -\pi \frac{V_{1,2}}{V_\pi}, \quad (2.8)$$

où  $V_\pi$  est la tension nécessaire pour créer un saut de phase  $\pi$  de la porteuse optique. En effet, lorsque la tension appliquée est suffisante pour créer un déphasage de  $\pi$ , les deux ondes qui se recombinaient en sortie de l'interféromètre (Figure 15) vont interférer de façon destructive. En conséquence, un minimum d'intensité lumineuse est alors obtenu en sortie du modulateur. Cette tension, toujours donnée par le constructeur, dépend des caractéristiques physiques du modulateur suivant la relation [12] :

$$V_\pi = \frac{a\lambda}{Ln^3 r_{33} \Gamma}, \quad (2.9)$$

avec  $a$  l'écart entre les deux électrodes ( $\approx 15\mu m$ ),  $L$  la longueur active du composant ( $\approx 3 cm$ ),  $n$  l'indice de réfraction linéaire du mode ( $\approx 2.2$ ),  $r_{33}$  le coefficient électro-optique ( $\approx 3.1 \cdot 10^{-11} m \cdot V^{-1}$ ) et  $\Gamma$  le facteur du recouvrement entre le champ optique et le champ électrique ( $\approx 0.5$ ). Pour une longueur d'onde  $\lambda = 1550 nm$  la valeur théorique de  $V_\pi$  est de l'ordre de  $5 V$ . Expérimentalement,  $V_\pi$  désigne la demi-période de la fonction de transfert du modulateur (l'écart en tension pour avoir un minimum et un maximum d'intensité transmise) selon le déphasage entre les deux branches de l'interféromètre.

Un autre paramètre très important est le taux d'extinction  $T_e$ , qui désigne le rapport en  $dB$  entre l'intensité minimale  $I_{\min}$  et l'intensité maximale  $I_{\max}$  transmises. Ce paramètre peut être exprimé sous la forme suivante :

$$T_e = 10 \cdot \log \left( \frac{I_{\min}}{I_{\max}} \right) = 20 \cdot \log \left( \frac{1-r}{1+r} \right), \quad (2.10)$$

où  $r$  est le rapport d'asymétrie du couplage entre les deux branches de l'interféromètre que nous écrivons sous cette forme :

$$r = \frac{b_1 \cdot b_3}{b_2 \cdot b_4} \quad (2.11)$$

En pratique, nous utilisons également un autre paramètre complémentaire du taux d'extinction que nous appelons « contraste »  $C_r$  en (%) :

$$C_r = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \times 100, \quad (2.12)$$

avec  $I_{\min}$  et  $I_{\max}$  sont respectivement l'intensité minimale et maximale du signal. Dans nos travaux expérimentaux, le taux d'extinction mesuré en statique du modulateur MZM utilisé est de 45 dB. La Figure 16 illustre l'enregistrement un battement sinusoïdal à 20 GHz obtenu par ce modulateur d'intensité.

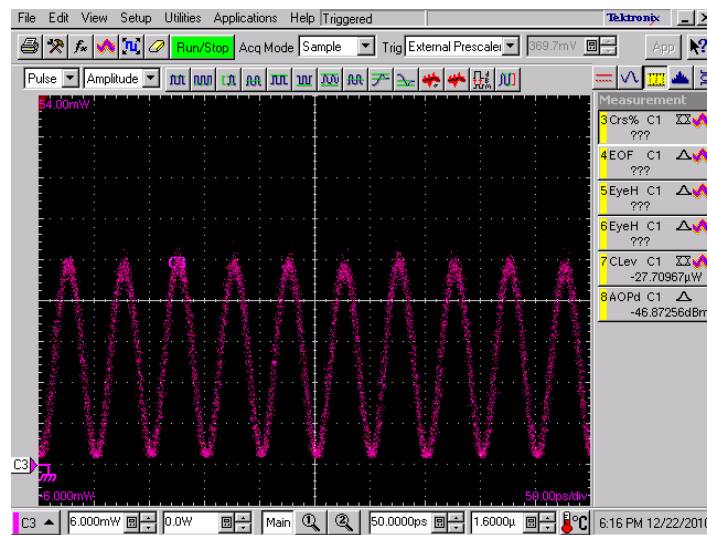


Figure 16 : Signal modulé à 20 GHz par modulateur d'intensité.

Généralement, pour simplifier, les coefficients  $b_1$  et  $b_3$  de la branche supérieure de l'interféromètre sont considérés égaux et idem pour les coefficients de la branche inférieure. Nous pouvons donc noter  $b_1 = b_3$  et  $b_2 = b_4$ . Afin de minimiser le chirp résiduel sur le signal en sortie, il est recommandé de diviser par deux l'amplitude électrique dans les branches du

modulateur en appliquant deux tensions opposées  $V_1 = -V_2$ . Cette configuration est qualifiée de « push-pull ». Nous écrivons  $V = V_1 = -V_2$  afin de simplifier l'expression du champ du signal en sortie du modulateur sous la forme suivante :

$$E_{out} = E_{in} \left[ b_1^2 \exp\left(+i \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_\pi}\right) + b_2^2 \exp\left(-i \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_\pi}\right) \right] \quad (2.13)$$

### 2.2.2. Impact du modulateur d'intensité sur un signal continu

La génération d'un battement sinusoïdal par un modulateur MZM est basée sur une modulation d'amplitude de la porteuse optique (onde continue ou quasi-continue) par l'application d'un signal sinusoïdal électrique sur les branches du modulateur. Le signal électrique, ou signal RF, est obtenu grâce à un synthétiseur électrique appelé « Horloge ».

Le signal RF appliqué est une tension sinusoïdale autour de la valeur de référence appelée tension de biais  $V_{bias}$ . La variation de cette tension permet de choisir la zone de modulation sur la fonction de transfert du modulateur. La méthode usuelle pour générer un battement sinusoïdal à un taux de répétition  $\Delta f$  par modulation d'amplitude d'une diode continue est d'appliquer un signal RF, de fréquence  $\Delta f$ , sur la zone linéaire de la fonction de transfert du modulateur d'intensité autour du point de quadrature, c'est-à-dire lorsque  $V_{bias} = \frac{2n+1}{2} V_\pi$

(avec  $n \in \mathbb{N}^+$ ). La figure ci-après (Figure 17) illustre l'obtention d'un battement sinusoïdal à 20 GHz par l'application du signal RF sur la zone linéaire du modulateur MZM.

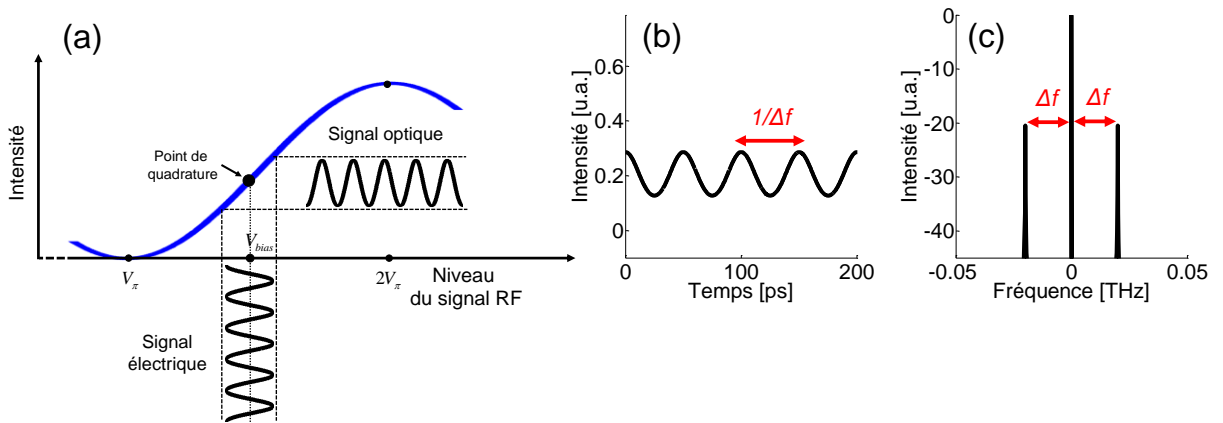


Figure 17 : Représentation numérique d'un battement sinusoïdal à 20 GHz généré par application d'un signal RF à 20 GHz dans la partie linéaire du modulateur d'intensité. (a) Représentation schématique de la technique de modulation (b) profil temporel (c) profil spectral du battement sinusoïdal généré.

Nous pouvons constater de cette figure que le signal RF est calqué sur la porteuse optique afin de produire un signal optique de même cadence électrique, soit un battement sinusoïdal optique à un taux de répétition de 20 GHz.



Cependant, si la tension  $V_{bias} = V_\pi$ , la modulation n'est plus la même. En effet, autour de la tension  $V_\pi$  la fonction de transfert du modulateur a une forme parabolique, lorsque l'amplitude du signal RF oscille autour de cette valeur  $V_{bias}$ , la fréquence du signal optique est doublée par rapport à celle du signal électrique (Figure 18-a), nous parlons ici du doublage du taux de répétition par une modulation autour du point nul de transmission.

La Figure 18-b et la Figure 18-c illustrent, respectivement, les profils temporel et spectral obtenu à partir d'un signal RF de  $\Delta f = 20 \text{ GHz}$ . Lorsqu'on module une onde continue de fréquence  $f_0$  par un signal RF de fréquence  $\Delta f$  autour de la tension  $V_{bias} = V_\pi$ , l'énergie de cette onde pompe est convertie en deux bandes latérales avec une suppression de la porteuse de fréquences  $f_1 = f_0 + \Delta f$  et  $f_2 = f_0 - \Delta f$  (Figure 18-c). L'écart en fréquence entre les deux bandes latérales est  $2 \times \Delta f$  donne naissance à un battement sinusoidal à une cadence de  $2 \times \Delta f$  soit 40 GHz (Figure 18-b).

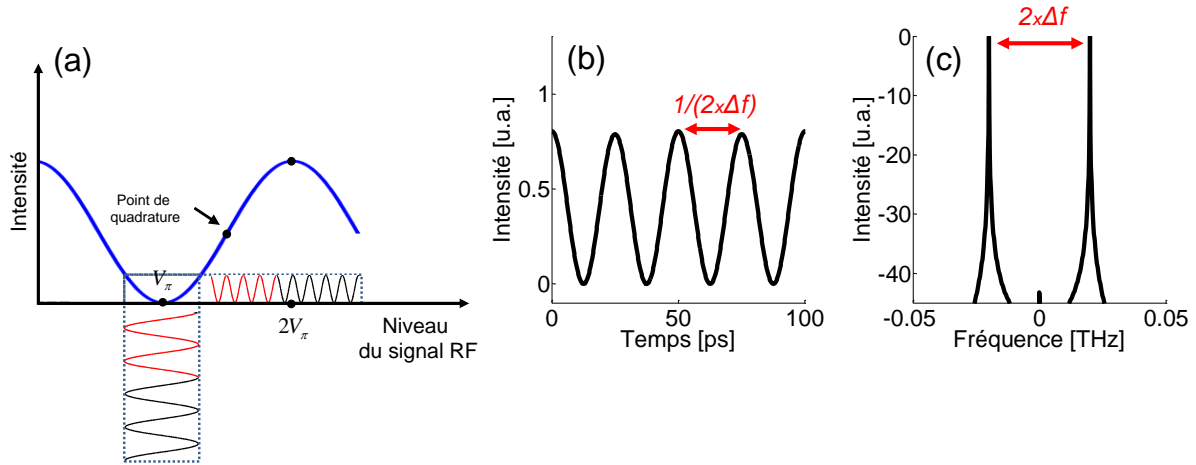


Figure 18 : Représentation numérique d'un battement sinusoidal à 20 GHz généré par application d'un signal RF à 20 GHz autour du point nul de transmission du modulateur d'intensité. (a) Représentation schématique de la technique de modulation au point zéro (b) profil temporel (c) profil spectral du battement sinusoidal généré.

Maintenant, si  $V_\pi < V_{bias} < \frac{3}{2}V_\pi$  (ou au dessous du point de quadrature Figure 19), le signal RF va appliquer une forme sinusoidal sur la zone non-linéaire de la fonction de transfert du modulateur MZM. En conséquence, le signal optique obtenu a le même taux de répétition que le signal électrique mais avec une légère compression du profil temporel (Figure 19-a-b) [21]. Le profil spectral ainsi généré est composé de la composante continue ainsi que des harmoniques à  $\pm \Delta f$  (Figure 19-c), nous parlons ici du « modèle à 3 ondes ».

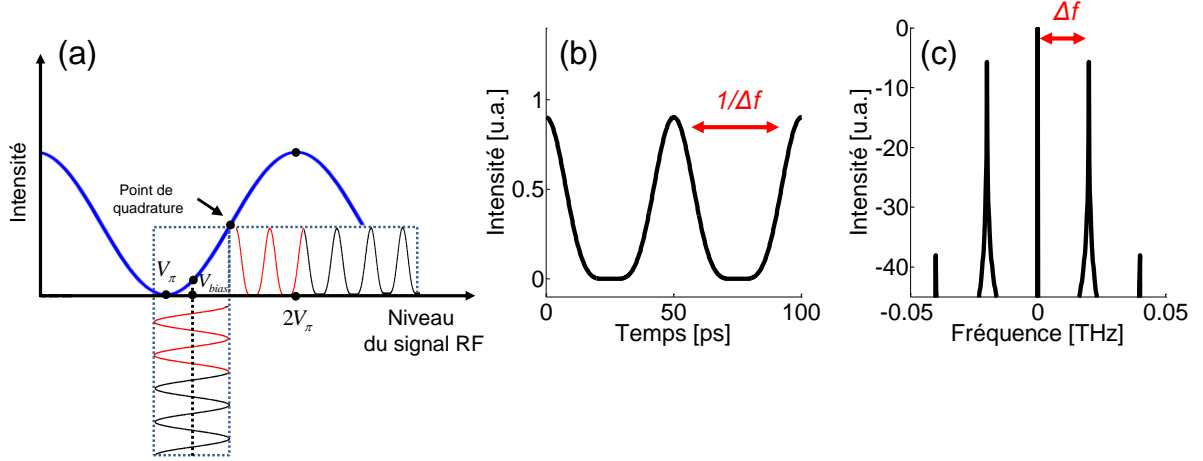


Figure 19 : Représentation numérique d'un battement sinusoïdal à 20 GHz généré par application d'un signal RF à 20 GHz autour de la tension du bias, avec  $V_\pi < V_{bias} < \frac{3}{2}V_\pi$ . (a) Représentation schématique de la technique de modulation dans cette zone de fonction de transfert (b) profil temporel (c) profil spectral du signal optique généré.

Cette forme pré-comprimée du signal initial peut être injectée dans un système fibré afin de générer des impulsions ultra-courtes par le processus de l'instabilité de modulation induite.

Dans la suite de ce chapitre nous allons étudier numériquement et expérimentalement la compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal initialement doublé en fréquence (Figure 18), ensuite la compression non-linéaire du signal pré-comprimé (Figure 19).

### 2.3. Sources impulsionnelles initialement doublées en fréquence

Comme nous l'avons vu dans la première partie de ce chapitre (2.1), la génération d'un train d'impulsions ultra-courtes par la technique du mélange à quatre ondes multiples « MFWM » est obtenue à partir d'un battement sinusoïdal injecté à une puissance donnée dans une fibre à dispersion anormale et d'une longueur judicieusement définie.

Dans cette partie, le battement sinusoïdal initial est obtenu par la modulation au point nul de transmission du modulateur MZM, soit un doublage du taux de répétition de l'horloge HF initiale. La première sous-partie sera réservée à l'étude numérique de la compression d'un battement sinusoïdal à 20 GHz et à 40 GHz par la technique du MFWM. Ensuite, dans la 2<sup>ème</sup> sous-partie, nous présentons les résultats expérimentaux basés sur l'étude numérique.

#### 2.3.1. Approche numérique

##### 2.3.1.1. Choix des paramètres : à 20 GHz et à 40 GHz

Avant d'étudier les points optimaux de compression des deux battements sinusoïdaux à 20 GHz et à 40 GHz dans la fibre standard SMF, nous illustrons ci-après un tableau qui résume les valeurs optimales théoriques de compression selon les équations (2.5) et (2.6) :

	$L_D$ (km)	$L_{NL}$ (km)	$L_{opt}$ (km)	$P_{opt}$ (mW)	$L_{opt}/L_D$
20 GHz	29,76	3,72	8,5	103	0,286
40 GHz	7,44	0,93	2,13	413	0,286

Figure 20 : Tableau des valeurs théoriques optimales pour la compression des battements sinusoïdaux à des impulsions gaussiennes à une cadence de 20 GHz et de 40 GHz. De gauche vers la droite : Longueur de dispersion, longueur non-linéaire, longueur optimale de fibre, puissance optimale à l'entrée de fibre et la distance normalisée de propagation dans la fibre par rapport à la longueur de dispersion (valeurs obtenues selon les équations 2.5 et 2.6).

Les valeurs théoriques que nous avons exposées dans ce tableau vont nous permettre de fixer l'intervalle des itérations (Annexe A) et de normaliser l'échelle des cartographies de cette étude numérique.

### 2.3.1.2. Etude des impulsions

Afin de déterminer la longueur optimale de fibre ainsi que la puissance nécessaire à l'entrée de fibre pour avoir une compression temporelle de bonne qualité, nous étudions dans un premier temps la conversion du battement sinusoïdal à 20 GHz et à 40 GHz vers des trains d'impulsions gaussiennes. En effet, pour chaque cas (20 GHz et 40 GHz), nous réalisons deux itérations numériques comme nous l'expliquerons en Annexe A. La première itération consiste à varier la puissance à l'entrée de la fibre. La deuxième itération est une variation de la longueur de fibre SMF. Les impulsions obtenues sont comparées à une forme gaussienne par un « Fit » (ou ajustement mathématique) afin de calculer le coefficient d'erreur entre les deux formes qualifié de « R-square » (ou coefficient de détermination), c'est-à-dire que les impulsions sont purement gaussienne lorsque le « R-square » est égal à « 1 ». Ensuite, nous calculons la largeur totale à mi-hauteur « FWHM » pour chaque impulsion afin de déterminer la compression optimale.

Dans la Figure 21 nous étudions pour chaque cas (à 20 GHz et à 40 GHz) la cartographie de l'étude du « R-square » et du « FWHM » en fonction de la puissance à l'entrée de fibre et de la distance normalisée de propagation  $z = L/L_D$  avec  $L$  la longueur de fibre en km.

Taux de répétition à 20 GHz : Nous pouvons voir sur la Figure 21-a que dans la limite d'une puissance d'entrée de 140 mW, la distance  $z$  nécessaire pour obtenir des impulsions quasi-gaussiennes est entre 0,25 et 0,33 soit une longueur de fibre SMF entre 7,44 km et 9,82 km. La largeur totale à mi-hauteur minimale (compression maximale) est de l'ordre de  $\Delta t_{FWHM} \approx 11$  ps pour une longueur de fibre de 8 km et une puissance d'entrée de 110 mW (Figure 21-b). Ces résultats sont en bon accord avec les prédictions théoriques du tableau ci-dessus.

Taux de répétition à 40 GHz : Dans la Figure 21-c, la zone rouge représente les impulsions les plus proches d'une forme gaussienne, une première zone autour de la puissance d'entrée de 150 mW pour une distance  $z$  allant de 0,18 jusqu'à 0,45, et surtout une 2<sup>ème</sup> zone autour de la distance  $z = 0.3$  avec une puissance d'entrée allant jusqu'à 500 mW. Concernant la largeur totale à mi-hauteur, les impulsions de la zone centrale autour de  $z = 0,3$  (de 1,85 km à

2,45 km) sont plus comprimées à une puissance d'entrée de 350 mW à 500 mW (Figure 21-d). La largeur totale à mi-hauteur dans cette zone est autour de  $\Delta t_{FWHM} \approx 5$  ps pour une longueur de fibre de 2 km et d'une puissance d'entrée de 400 mW ce qui est en bon accord avec les prédictions théoriques du tableau ci-avant.

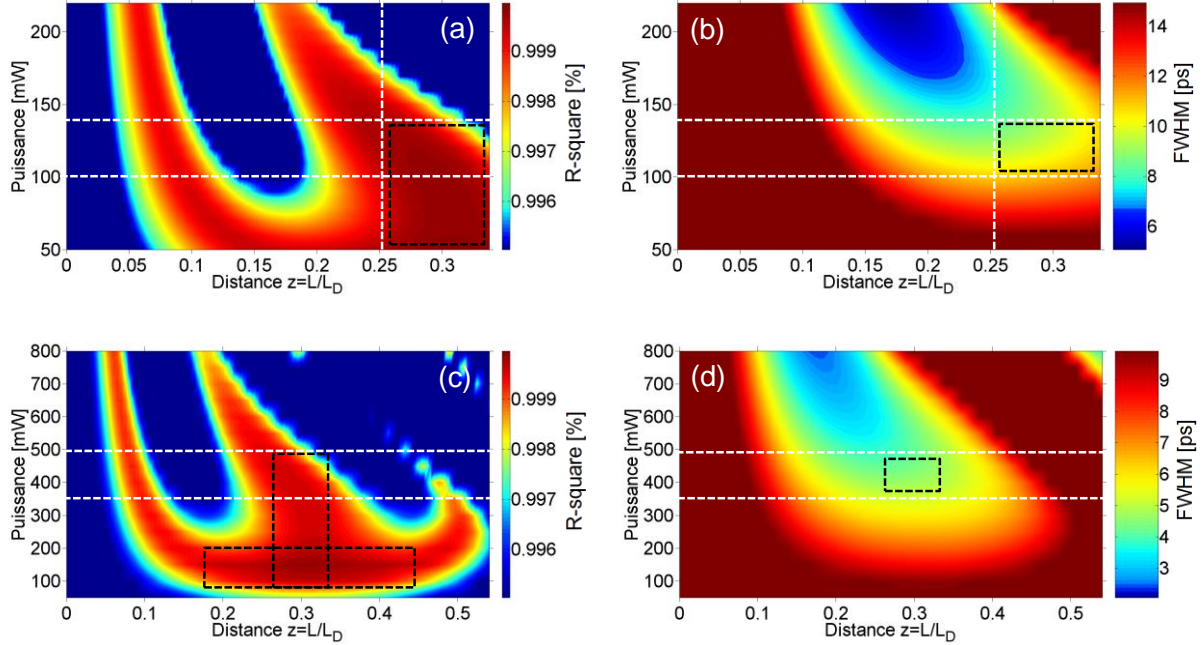


Figure 21 : Cartographie de l'étude numérique du profil temporel des trains d'impulsions générés par compression d'un battement sinusoïdal, à 20 GHz et à 40 GHz, via le processus du MFWM. (a) et (c) Rapport d'erreur par rapport à un fit gaussien en fonction de la puissance d'entrée de fibre et de la longueur normalisée «  $z$  » respectivement pour le cas de 20 GHz et de 40 GHz. (b) et (d) Largeur totale à mi-hauteur des impulsions en fonction de la puissance d'entrée de fibre et de la longueur normalisée «  $z$  » respectivement pour le cas de 20 GHz et de 40 GHz. Carrés noir : zones optimales.

Nous pouvons constater de cette étude que le rapport cyclique ou le taux de compression est de l'ordre de 1/5 par rapport à la largeur temporelle initiale.

### 2.3.1.3. Etude de phase et de chirp

L'analyse de la forme des impulsions n'est pas le seul critère dans notre étude numérique. L'étude du profil de phase et du chirp temporel « » sont aussi des paramètres importants qui garantissent une bonne qualité des impulsions générées. En effet, lorsque la phase des impulsions est constante, sa dérivée par rapport au temps qualifié de « chirp » (dérive de fréquence) est nulle, les impulsions sont alors « en limite de Fourier » et respectent le critère  $\Delta t_{FWHM} \times \Delta \nu_{FWHM} = cst$  avec  $cst$ , une constante qui dépend de la forme de l'impulsion ( $cst = 0,441$  pour une gaussienne).

Dans la Figure 22, nous illustrons l'évolution des trains d'impulsions au cours de la propagation dans la fibre SMF pour une puissance d'entrée de 110 mW pour le cas 20 GHz (Figure 22-a) et pour une puissance d'entrée de 400 mW pour le cas de 40 GHz (Figure 22-c) les points optimaux trouvés sur la Figure 21.

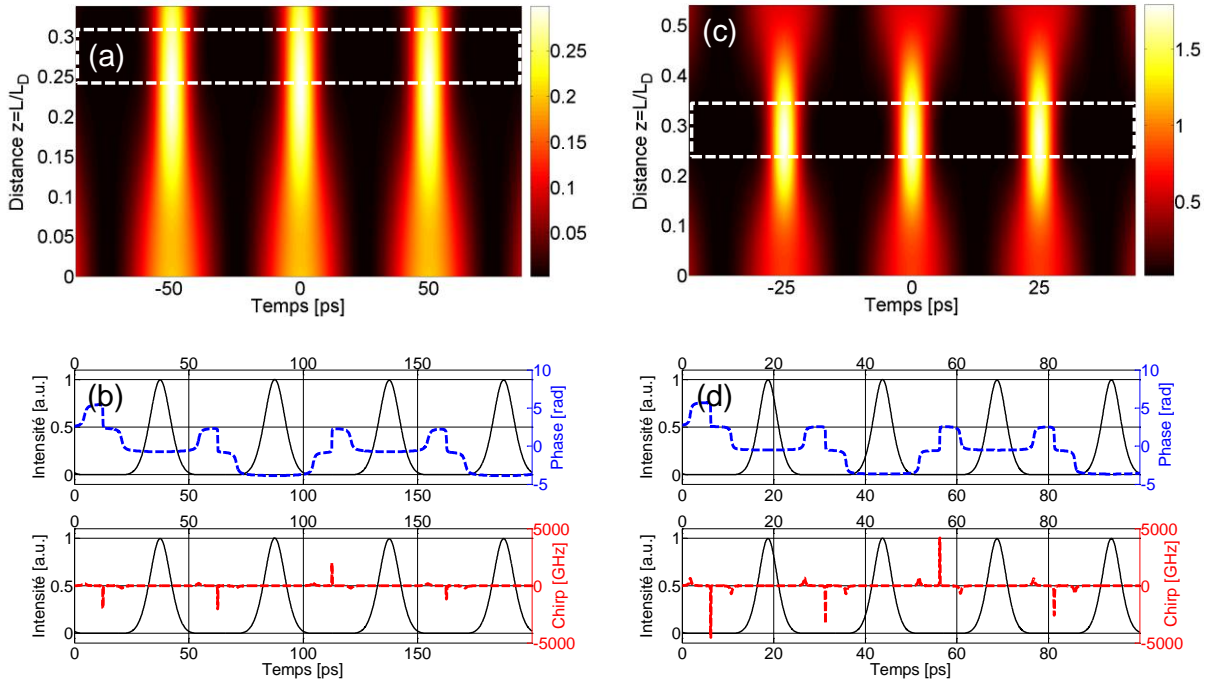


Figure 22 : Etude numérique de phase et du Chirp temporels des trains d'impulsions aux taux de répétitions de 20 GHz et de 40 GHz. (a) Evolution du profil temporel des trains d'impulsions à 20 GHz pour une puissance d'entrée de 110 mW au cours de la propagation. (b) Phase et Chirp correspondant. (c) Evolution du profil temporel des trains d'impulsions à 40 GHz pour une puissance d'entrée de 400 mW au cours de la propagation. (d) Phase et Chirp correspondant.

Pour le cas de 20 GHz (Figure 22-a) la compression maximale est obtenue pour une distance  $z = 0,26$  ( $L \approx 7,85$  km), elle est proche de la valeur théorique de 0,286. La phase du profil temporel qui correspond à cette distance (Figure 22-b) et à une puissance d'entrée de 110 mW est constante et le chirp est nul au centre des impulsions. La (Figure 22-c), quant à elle, présente une compression maximale à  $z = 0,29$  ( $L \approx 2.1$  km), elle est en excellent accord avec la valeur théorique de 0,286. Pour cette distance et à une puissance d'entrée de 400 mW, la Figure 22-d montre que la phase est constante et le chirp est nul au centre des impulsions. Ces résultats sont en excellent accord avec les prédictions théoriques.

Tenons compte de la longueur et de la puissance d'entrée de fibre optimales dans chaque cas de figure (à 20 GHz et à 40 GHz), pour réaliser le montage expérimental afin de compléter cette étude de compression pour la génération des sources d'impulsions picosecondes à hautes cadences.

### 2.3.2. Approche expérimentale

#### 2.3.2.1. Montage expérimental

En se basant sur les résultats numériques que nous avons présentés dans le paragraphe précédent, nous réalisons le montage expérimental illustré dans la figure ci-après (Figure 23).

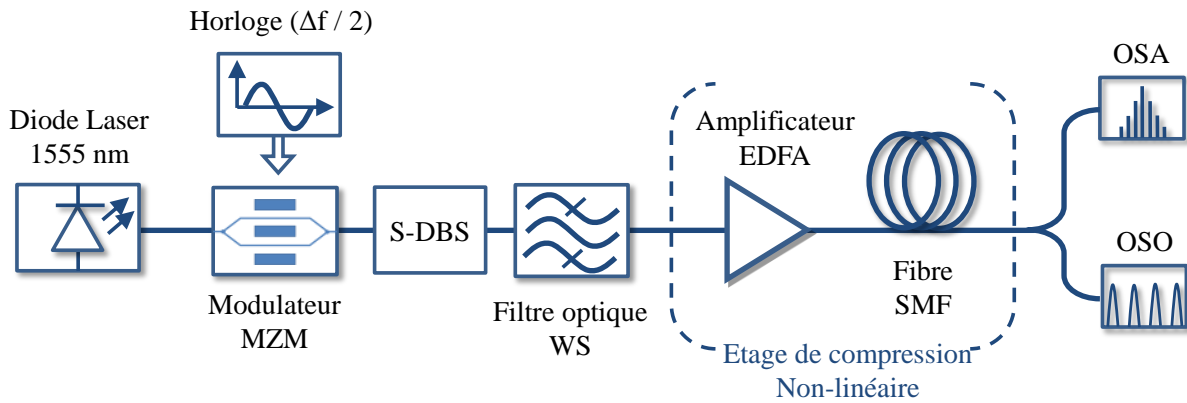


Figure 23 : Montage expérimental de l'étude de compression d'un battement sinusoïdal initialement doublé en fréquence. MZM : Modulateur d'intensité Mach-Zehnder, S-DBS : Méthode de suppression de l'effet Brillouin, WS : Filtre optique programmable, EDFA : Amplificateur optique dopé Erbium, SMF : Fibre monomode standard, OSA : Analyseur de spectres optiques et OSO : Oscilloscope à échantillonnage optique.  $\Delta f$  : Taux de répétition souhaité.

Le montage expérimental est composé d'une seule diode laser à cavité externe « ECL : External Cavity Laser diode » émettant un signal continu à la longueur d'onde  $1555\text{ nm}$ . L'onde continue est modulée en intensité par un modulateur MZM de type Niobate de Lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ). Le modulateur MZM est piloté par un signal RF d'une horloge externe à la moitié de la fréquence du taux de répétition souhaité  $\Delta f$ . Afin d'obtenir un battement sinusoïdal pur à une cadence  $\Delta f$  nous supprimons les raies spectrales résiduelles à  $\Delta f / 2$  et de la porteuse. A cet étage, nous insérons un filtre optique programmable « WS : Finisar-WaveShaper ». Le signal filtré est injecté dans l'étage de compression non-linéaire composé d'un amplificateur optique dopé Erbium et d'un tronçon de fibre standard « SMF-28 ». L'analyse spectrale et temporelle du signal optique est faite, respectivement, grâce à l'analyseur de spectre optique « OSA : Yokogawa AQ6370 » et à l'oscilloscope à échantillonnage optique « OSO : EXFO-PSO 101 » (Annexe B).

Afin de mieux comprendre l'avantage du filtrage spectral dans notre montage, nous avons piloté le modulateur MZM par un signal RF à  $10\text{ GHz}$  afin de produire un battement sinusoïdal optique à  $20\text{ GHz}$  par une modulation au point nul de transmission. Le profil spectral, est donc, composé de raies résiduelles à  $10\text{ GHz}$  et des raies à  $20\text{ GHz}$  (Figure 24-a « en rouge »). La meilleure extinction, entre les raies à  $10\text{ GHz}$  et les raies à  $20\text{ GHz}$ , a été mesurée à  $33\text{ dB}$ . Cependant, la composante continue génère dans le niobate de lithium des mouvements de charges liés à sa structure cristalline ce qui provoque la dérive du point de fonctionnement du modulateur, et donc, l'instabilité du taux d'extinction. Grâce à une fonction de type « porte » nous avons programmé le filtre WS (Annexe C) afin de supprimer cette composante continue, et donc, la suppression des subharmoniques à  $10\text{ GHz}$  afin d'obtenir un pur battement sinusoïdal à  $20\text{ GHz}$  (Figure 24-a « en noir »). Le spectre en sortie de l'étage de compression ne présente pas des subharmoniques résiduelles grâce au filtrage du signal initial (Figure 24-b).



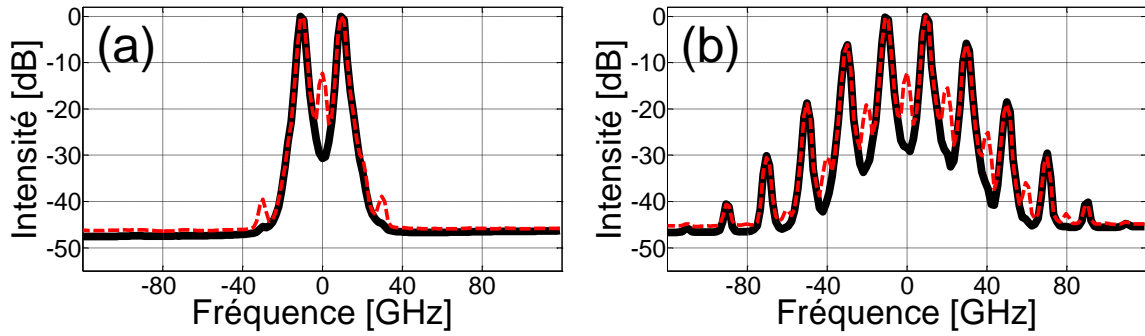


Figure 24 : Impact du filtre optique WS sur la qualité spectrale du signal transmis à 20 GHz. Profil spectral du signal (a) à l'entrée et (b) en sortie de l'étage de compression. (En rouge) sans WS (en noir) avec WS.

Concernant la compression non-linéaire, nous avons effectué la compression pour deux cadences différentes à 20 GHz et à 40 GHz comme dans le cas de l'approche numérique. Le montage expérimental reste le même pour les deux cas, sauf une modification au niveau de la fréquence d'horloge bien sûr et les paramètres de l'étage de compression.

Nous rappelons que pour un battement sinusoïdal à 20 GHz, la puissance optimale à l'entrée de fibre ainsi que la longueur de fibre SMF sont, respectivement, 21,4 dBm (138 mW) et 7,8 km d'après l'étude numérique que nous avons présenté dans le paragraphe précédent. Cependant, pour le cas d'un battement sinusoïdal à 40 GHz, les paramètres optimaux sont respectivement 26 dBm (400 mW) et 2,18 km. La figure ci-après illustre le profil spectral à l'entrée et en sortie de la fibre SMF dans le cas d'un battement sinusoïdal initial à 20 GHz (Figure 25-a) et à 40 GHz (Figure 25-b).

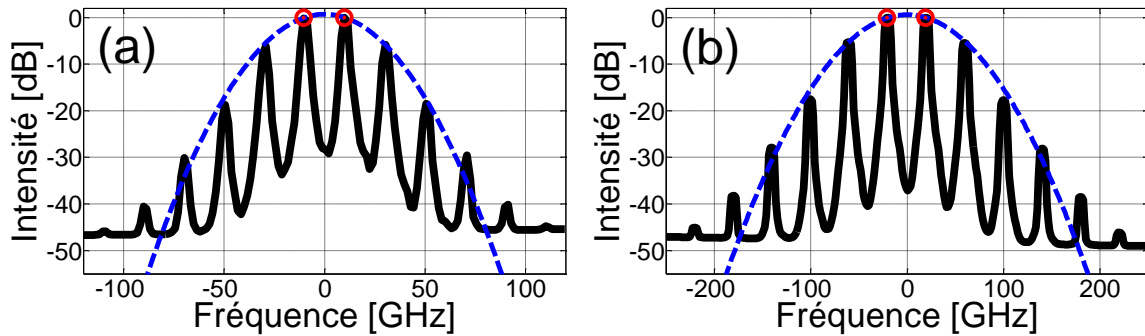


Figure 25 : Profil spectral du signal en sortie de fibre de compression. (a) Le cas du battement sinusoïdal initial à 20 GHz et (b) le cas du battement sinusoïdal initial à 40 GHz. (En cercle rouge) Battement initial et (en noir) le spectre en sortie de l'étage de compression non-linéaire.

Les résultats expérimentaux de la Figure 25 montrent bien la génération au cours de la propagation de composantes spectrales en cascade (en noir) à partir du battement initial (cercles en rouge). L'écart spectral entre chaque bande latérale est de 20 GHz pour le cas de la Figure 25-a et de 40 GHz pour le cas de la Figure 25-b ce qui prouve l'effet du processus de MFWM. Nous pouvons aussi remarquer que les deux spectres ont une forme gaussienne (pointillés en bleu dans les deux figures), pour le cas du spectre à 20 GHz (Figure 25-a) la

largeur spectrale à 3 dB  $\Delta f_{FWHM}$  (largeur spectrale à mi-hauteur) est de 43 GHz, alors que pour le cas du spectre à 40 GHz cette largeur est de 93 GHz.

### 2.3.2.2. *Suppression du Brillouin et compensation de dispersion*

Nous avons présenté dans le paragraphe précédent la génération des harmoniques en cascade par le processus du MFWM au cours de la propagation de deux ondes pompes (les deux harmoniques centrales). Cet élargissement spectral est le responsable du phénomène de la compression et l'attraction du battement sinusoïdal vers des impulsions gaussiennes. Cependant, la forte puissance d'entrée cause l'apparition d'un phénomène indésirable qualifié de « Diffusion Brillouin Stimulée (DBS) » que nous allons évoquer, en détail, dans le chapitre qui suit. Lorsque la puissance d'entrée de fibre est supérieure au seuil d'apparition de ce phénomène, la fibre se comporte comme un réseau de Bragg, et donc, une partie de l'énergie totale se diffuse dans le sens inverse de propagation. En conséquence, la puissance disponible pour le phénomène de compression devient limitée et le signal transmis est dégradé en sortie de fibre.

Afin de supprimer cet effet nocif, nous ajoutons dans notre montage expérimental un modulateur de phase qui élargit la raie spectral du signal initial ce qui limite l'impact de la DBS par l'augmentation de son seuil d'apparition [17, 3] (Figure 26).

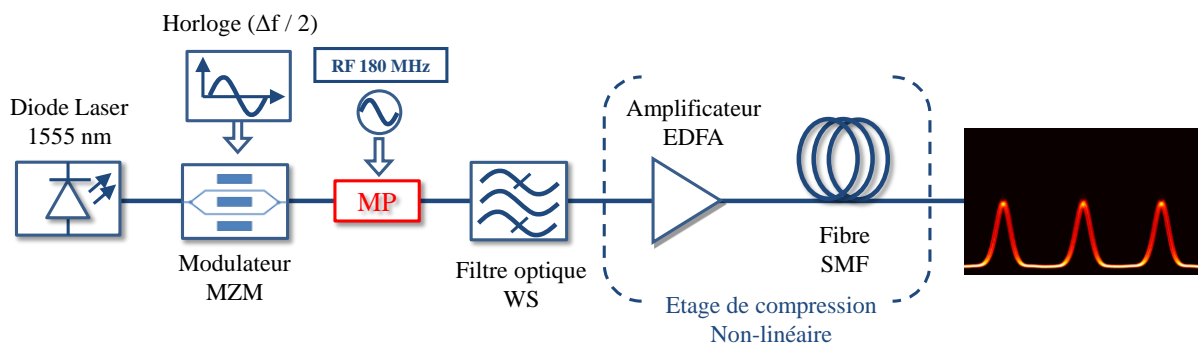


Figure 26 : Montage expérimental de compression d'un battement sinusoïdal par MFWM avec suppression de la DBS par modulateur de phase « MP » piloté par signal RF.

Nous insérons dans le montage ci-avant un modulateur de phase « MP » piloté par un signal électrique (signal RF). Pour le cas d'un battement sinusoïdal à 20 GHz généré par le modulateur MZM au point nul de transmission (Figure 27-a), les raies spectrales sont alors élargies grâce au modulateur de phase (ici piloté par un signal sinusoïdal RF à 180 MHz). Après filtrage des subharmoniques à 10 GHz, le signal sinusoïdal est injecté dans l'étage de compression non-linéaire afin de générer des impulsions gaussiennes à un taux de répétition de 20 GHz. Les deux Figure 27-b et -c illustrent le profil temporel en sortie de l'étage de compression respectivement en absence et en présence du modulateur de phase. Nous pouvons constater de ces deux résultats que grâce au modulateur de phase l'effet Brillouin n'a plus d'influence sur le signal transmis, ce qui a permis d'obtenir des impulsions gaussiennes



bien séparées. Cependant, une fluctuation temporelle s'est créée sur le profil temporel des impulsions.

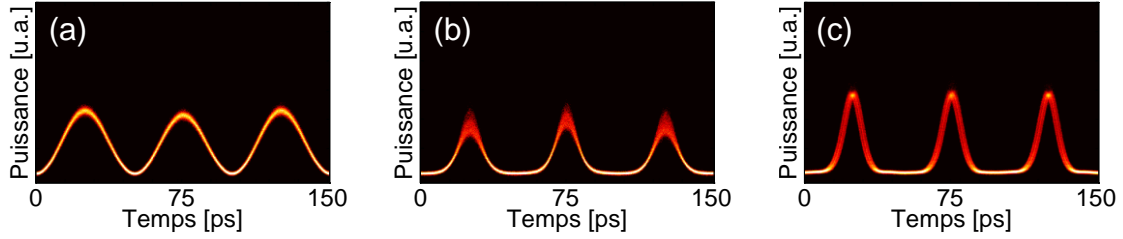


Figure 27 : Impact du modulateur de phase sur la suppression de l'effet Brillouin « DBS » dans le cas de train d'impulsions à 20 GHz. (a) Battement sinusoïdal initial à 20 GHz, (b) train d'impulsions en sortie de la fibre sans modulateur de phase (c) train d'impulsions en sortie de la fibre avec modulateur de phase.

En effet, lorsqu'un champ électrique incident  $E_0$  traverse un modulateur de phase, le champ électrique en sortie  $E_1$  de ce modulateur va dépendre des conditions initiales du signal, de l'amplitude  $A$  et de la fréquence  $\Omega_M$  du signal RF sinusoïdal qui pilote le modulateur de phase sous la forme suivante :

$$E_1 = E_0 \exp(iA \sin(\Omega_M t)), \quad (2.14)$$

avec :

$$E_0 = a_1 \exp(-i\Omega_0 t/2) + a_2 \exp(+i\Omega_0 t/2), \quad (2.15)$$

où  $\Omega_0$  est la fréquence du battement sinusoïdal initial. L'impact de la modulation de phase sur le train d'impulsions couplé à la dispersion chromatique de la fibre de compression se traduit par une fluctuation temporelle qualifiée de « gigue temporelle » que nous pouvons exprimer sous la forme suivante :

$$\Delta T = 2A\Omega_M \int_{z=0}^L \beta_2(z) dz, \quad (2.16)$$

Nous pouvons constater de cette équation que la gigue temporelle augmente proportionnellement en fonction de la fréquence de modulation  $\Omega_M$  et du cumule de dispersion au cours de la propagation dans l'étage de compression. Par conséquent, afin de réduire cette gigue temporelle, la mise en place d'une fibre à dispersion normale à l'entrée de l'étage de compression permettrait de pré-compenser la dispersion totale de la source.

Dans la figure ci-après (Figure 28) nous illustrons le montage expérimental avec l'emplacement de la fibre normale « DCF : Dispersion Compensating Fiber ».

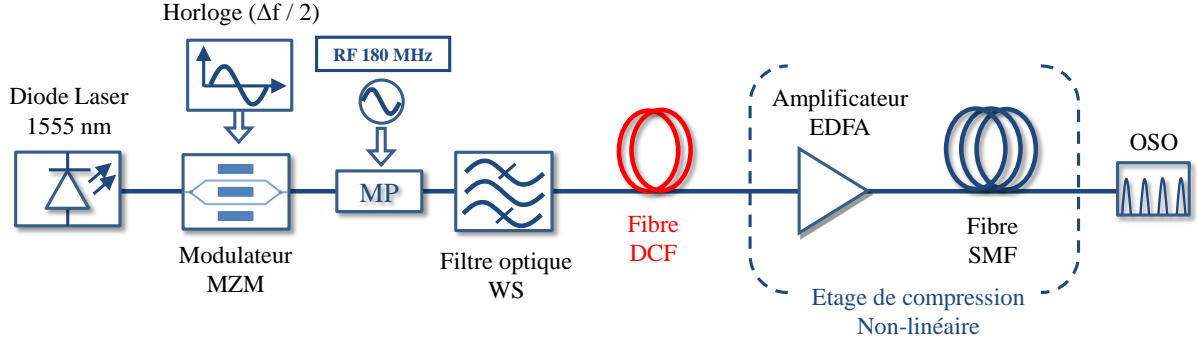


Figure 28 : Montage expérimental de compression d'un battement sinusoïdal par MFWM avec suppression de la DBS par modulateur de phase « MP » avec compensation de la dispersion du système par une fibre DCF.

Afin de trouver la bonne longueur nécessaire pour compenser la dispersion, il suffit d'appliquer l'égalité suivante :

$$L_{DCF} = L_{SMF} \times \frac{D_{SMF}}{D_{DCF}}, \quad (2.17)$$

où  $D_{SMF}$  et  $D_{DCF}$  sont respectivement les dispersions chromatiques de la fibre SMF et de la fibre DCF données par le constructeur en  $ps.nm^{-1}.km^{-1}$ . Pour le cas de compression d'un battement sinusoïdal à 20 GHz, le tronçon de fibre DCF insérée a une dispersion de  $-100 ps.nm^{-1}.km^{-1}$  et une longueur de 1,4 km pour compenser le produit  $L_{SMF} \cdot D_{SMF} \approx 140 ps.nm^{-1}$ . Dans la figure ci-après (Figure 29) nous présentons le train d'impulsions en sortie de l'étage de compression avec et sans compensation de dispersion.

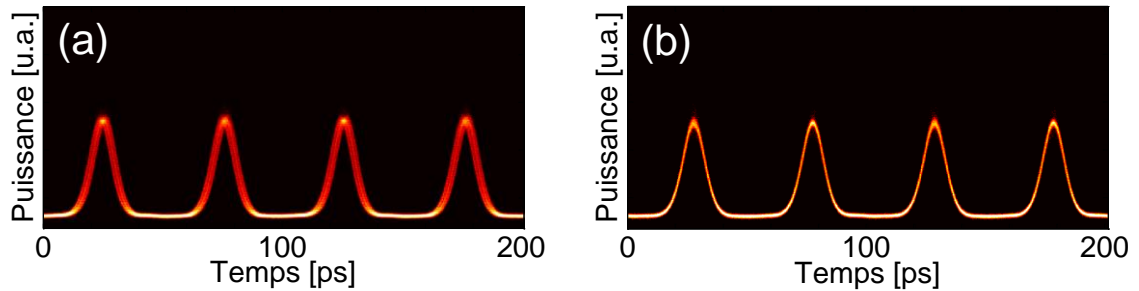


Figure 29 : Compensation de dispersion dans l'étage de compression par une fibre DCF dans le cas de compression d'un battement sinusoïdal à 20 GHz. (a) Profil temporel en sortie de l'étage de compression sans fibre DCF et (b) profil temporel en sortie de l'étage de compression avec la fibre DCF.

Nous pouvons remarquer de ces résultats que lorsque nous avons appliqué sur le modulateur de phase un signal RF de fréquence  $\Omega_M = 180 MHz$  et d'amplitude  $A = 2,5 \pi$ , une forte gigue temporelle de 3 ps apparaît sur les impulsions en l'absence de la fibre DCF (Figure 29-a). Cependant, lorsque nous avons pré-compensé la dispersion à l'entrée de l'étage de compression par le tronçon de fibre DCF, la gigue temporelle ne dépasse pas 250 fs (avec une gigue d'appareil  $< 50 fs$ ) ce qui représente une diminution significative de cette

fluctuation temporelle (Figure 29-b). La largeur temporelle à mi-hauteur  $\Delta t_{FWHM}$  mesurée à cette cadence (20 GHz) est de 11,7 ps, alors que pour le cas de 40 GHz, cette largeur temporelle est de 5,5 ps. Ces résultats sont en bon accord avec les simulations numériques de la Figure 22. Aussi, le produit  $\Delta t_{FWHM} \times \Delta f_{FWHM} \approx 0,5$  dans les deux cas (avec  $\Delta f_{FWHM}$  la largeur spectrale obtenue sur la Figure 25) ce qui signifie que les trains d'impulsions générés sont proches de la limite de Fourier.

### 2.3.2.3. Etude de stabilité de la source en terme de polarisation

Dans le paragraphe précédent nous avons démontré numériquement et expérimentalement la génération des trains d'impulsions gaussiennes bien séparées en limite de Fourier. Cependant, l'étage de compression est composé d'une fibre SMF standard sensible à la polarisation. En effet, lorsqu'un signal traverse une fibre SMF son état de polarisation « SOP : *State Of Polarization* » change aléatoirement au cours de la propagation et il peut aussi être modifié s'il y a d'autres effets externes qui s'appliquent sur cette fibre tels que des contraintes mécaniques ou thermiques. En conséquence, le SOP des impulsions générées peut fluctuer en sortie de l'étage de compression. L'utilisation des fibres optiques à maintien de polarisation « PM : *Polarization Maintening* » est une solution remarquable pour résoudre ce problème mais elles sont relativement onéreuses. Dans notre étude, nous avons utilisé des composants passifs appelés miroir rotateur de Faraday « FRM : *Faraday Rotator Mirror* » afin de compenser les fluctuations du SOP.

Le rotateur de Faraday est un composant non-réciproque qui impose une rotation de polarisation de 45° indépendamment du sens de propagation. Grâce à un miroir fibré, le faisceau lumineux fait un aller-retour par réflexion et traverse une deuxième fois le rotateur afin de générer une rotation de polarisation de 90° par rapport au SOP initial. Finalement, la fluctuation du SOP sera compensée durant tout le chemin optique.

Nous reprenons le montage de la Figure 28 et nous modifions l'étage de compression afin de mettre en place le FRM. Nous présentons dans la figure ci-après (Figure 30) la nouvelle configuration du montage.

Nous savons, d'après les études précédentes, que pour générer un train d'impulsions gaussiennes à un taux de répétition de 20 GHz, il nous faut faire propager un battement sinusoïdal avec une puissance moyenne de 21,4 dBm dans 7,8 km de fibre SMF standard. Cependant, dans le cas du FRM, le faisceau lumineux doit faire un aller-retour dans le même chemin optique afin de compenser la fluctuation du SOP. Pour cet effet, nous n'utiliserons donc que la moitié de la fibre dans notre montage (soit 3,9 km) afin de garantir la bonne compression du battement sinusoïdal initial. Bien évidemment, nous plaçons sur l'une des extrémités le FRM et dans l'autre extrémité un circulateur optique pour récupérer le signal réfléchi. Le profil temporel ainsi que l'état de polarisation sont respectivement analysés, en sortie du circulateur, par un oscilloscope à échantillonnage optique « OSO » et par un polarimètre.

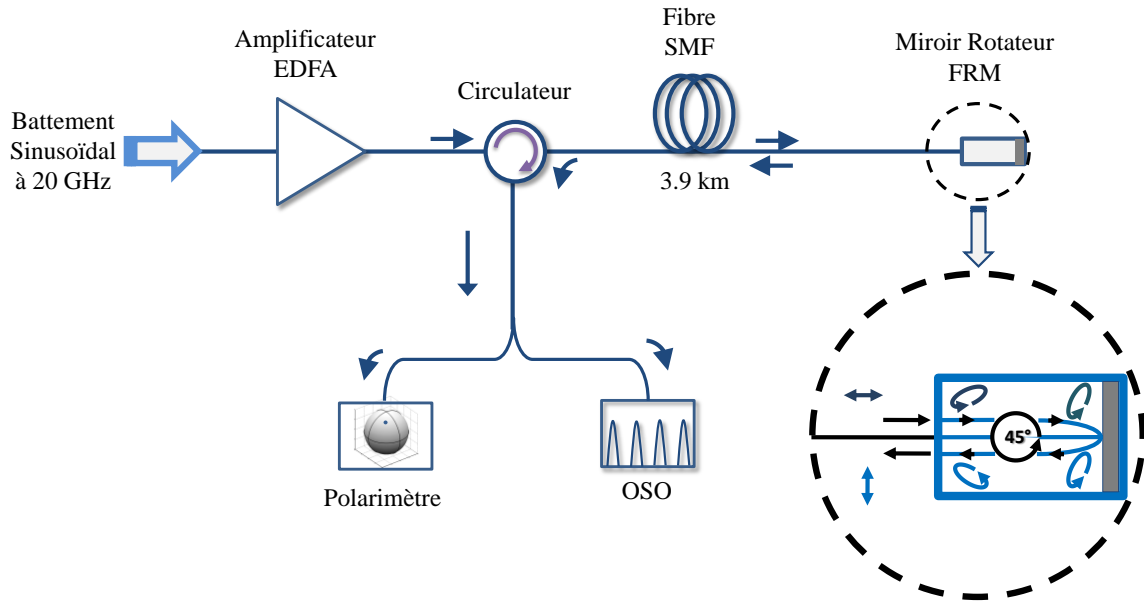


Figure 30 : Montage expérimental de l'étage de compression non-linéaire avec la mise en place d'un miroir rotateur de Faraday. FRM : Faraday Rotator Mirror.

Sur cette figure, nous avons représenté schématiquement le rôle du FRM dans le processus de compensation de la fluctuation du SOP. Afin de comparer l'impact du rotateur de Faraday dans ce processus de compensation, nous avons repris le même montage ci-dessus mais nous utilisons un réseau de Bragg (FBG) au lieu du FRM. Grâce au polarimètre nous comparons l'état de polarisation des trains d'impulsions en sortie de l'étage de compression, sous l'influence des contraintes mécaniques sur la fibre, dans trois cas de figure : Le cas normal (montage de la Figure 28), le cas du réseau de Bragg (réflexion simple sans rotation du SOP de  $90^\circ$ ) et le cas du FRM. Nous présentons dans la figure ci-après (Figure 31) le résultat de cette comparaison.

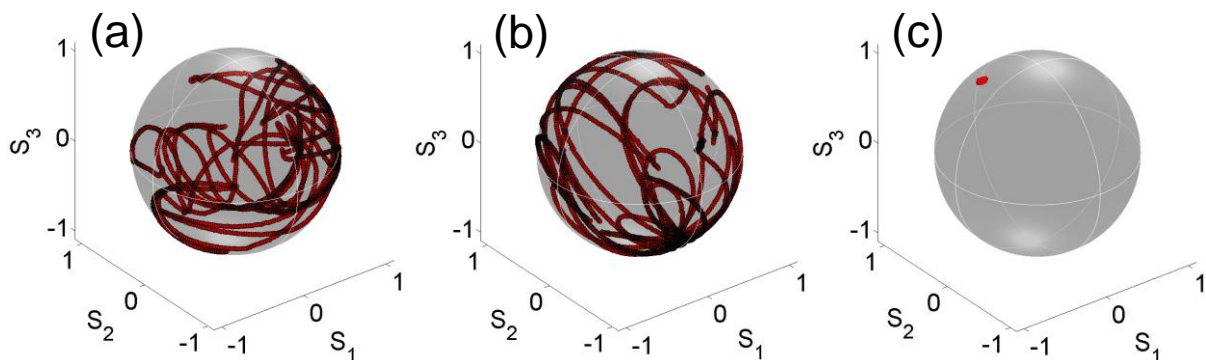


Figure 31 : Sphères de Poincaré analysées par un polarimètre en sortie de la source d'impulsions à 20 GHz. (a) le cas de 7,8km de fibre SMF, (b) le cas d'insertion d'un réseau de Bragg et (c) le cas d'un miroir rotateur de Faraday.

Le rôle du polarimètre est de représenter en fonction du temps l'état de polarisation (linéaire, circulaire ou en générale elliptique) sur une sphère qualifiée de « Sphère de

Poincaré ». Chaque point  $x$ , de coordonnées  $(x_{s_1}, x_{s_2}, \text{ et } x_{s_3})$ , représente un état de polarisation. Nous pouvons, alors, constater sur la Figure 31-c que pour le cas où nous utilisons le miroir FRM, le SOP des trains d'impulsions est stable en sortie du circulateur, même sous l'application des contraintes mécaniques sur la fibre. Cependant, pour les deux autres cas la fluctuation du SOP est visible sur les sphères de la Figure 31-a et de la Figure 31-b. Ces résultats confirment que le miroir FRM a bien compensé la fluctuation du SOP le long des 3,9 km de fibre SMF. La source a donc un état de polarisation fixe et stable en sortie, ce qui représente un avantage pour des applications notamment pour le codage par un modulateur MZM ou l'injection dans un composant qui dépend de la polarisation. Concernant le profil temporel, la qualité des impulsions est aussi bonne que le premier cas (avec 7,8 km) avec une largeur temporelle à mi-hauteur de 11,7 ps pour une puissance d'entrée de 22,3 dBm au lieu de 21,4 dBm à cause des pertes intrinsèques du miroir.

### 2.3.3. Conclusion

Nous avons montré numériquement et expérimentalement, dans cette partie, la génération de trains d'impulsions gaussiennes bien séparées en limite de Fourier. L'obtention de ces impulsions est faite par la compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal via le processus du MFWM. Le battement sinusoïdal d'une cadence  $\Delta f$  est généré par un modulateur de Niobate de Lithium qui est piloté au point nul de transmission par un signal RF à une fréquence  $\Delta f/2$ .

Nous avons présenté dans l'étude expérimentale la nécessité d'un modulateur de phase pour supprimer l'effet Brillouin qui dégrade la qualité du signal transmis. Cependant, il est aussi important de pré-compenser la dispersion dans l'étage de compression pour éviter l'apparition de la gigue temporelle liée à cette modulation de phase. L'état de polarisation « SOP » peut être également fixée grâce à la mise en place d'un miroir rotateur de Faraday « FRM ».

Nous illustrons dans la figure ci-après (Figure 32) les profils temporels des trains d'impulsions obtenus par ce processus de compression d'un battement sinusoïdal à 20 GHz et à 40 GHz.

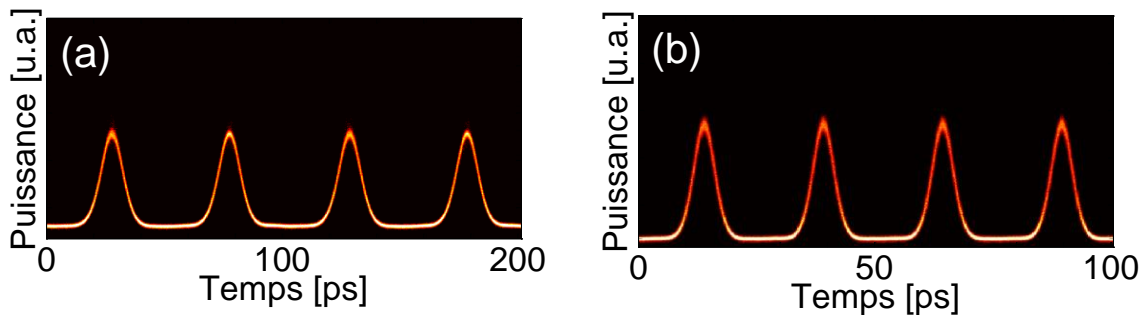


Figure 32 : Trains d'impulsions générés par compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal à 20 GHz et à 40 GHz. (a) Profil temporel du train d'impulsions à 20 GHz et (b) Profil temporel du train d'impulsions à 40 GHz.

**À 20 GHz :** Nous avons injecté le signal sinusoïdal à un taux de répétition de 20 GHz dans une fibre SMF de 7,8 km et à une puissance moyenne de 21,4 dBm. Le train d'impulsions généré en sortie de fibre (Figure 32-a) est de forme gaussienne sans piédestaux proche de la limite de Fourier (0,5 par rapport à la valeur théorique de 0,441). La largeur totale à mi-hauteur est de 11,7 ps (rapport cyclique de  $\approx 1/5$ ).

**À 40 GHz :** Le battement sinusoïdal à 40 GHz est injecté dans 2,1 km de fibre SMF avec une puissance moyenne de 26 dBm. Le train d'impulsions produit en sortie de fibre (Figure 32-b) est aussi de forme gaussienne sans piédestaux et proche de la limite de Fourier ( $\approx 0,51$ ). La largeur totale à mi-hauteur dans ce cas est de 5,5 ps (rapport cyclique de  $\approx 1/5$ ).

Pour des applications qui nécessitent un SOP fixe, nous avons présenté également une reconfiguration de l'étage de compression avec la mise en place du FRM qui satisfera la compensation de la fluctuation du SOP le long du chemin optique dans cet étage.

## 2.4. Sources d'impulsions initialement pré-comprimées

Nous avons illustré dans la Figure 19, une représentation schématique de la génération d'un signal pré-comprimé grâce à une modulation en intensité. Le modulateur MZM est piloté par un signal sinusoïdal RF autour de la tension  $V_{bias}$  au dessous du point quadratique de sa fonction de transfert. L'idée de cette génération du signal dit « pré-comprimé » est d'étudier une autre approche de compression que celle du paragraphe précédent. Cette approche, consiste à générer des trains d'impulsions, par le processus d'instabilité de modulation induite, à des cadences élevés (jusqu'à 40 GHz), de fortes puissances crêtes et à des largeurs temporelles ultra-courtes (rapport cyclique  $< 1/5$ ) d'où le choix de former un signal initial pré-comprimé. Dans cette partie nous allons présenter une étude numérique concernant la génération de ce type d'impulsions à des taux de répétition de 20 GHz, 30 GHz et 40 GHz.

### 2.4.1. Montage numérique

Le montage numérique de cette étude est identique à celui de l'annexe A. Seuls les paramètres du signal initial et de l'étage de compression changent. Par une simple modification de la tension  $V_{bias}$  nous avons pu produire un signal pré-comprimé de profil spectral composé de trois raies spectrales à  $f_0$  et  $f_0 \pm \Delta f$ , où  $f_0$  la fréquence de la porteuse et  $\Delta f$  le taux de répétition souhaité (Voir la Figure 19). L'étage de compression est composé d'un amplificateur optique, d'une fibre optique standard de type SMF et d'un module qui simule la propagation « Loops » sous forme de boucle. Dans cette étude, l'amplificateur optique est piloté par une itération de 20 mW à 2 W afin d'étudier l'impact de la puissance d'entrée sur le signal transmis dans la fibre.

### 2.4.2. Cartographie numérique de l'étude de compression

Dans ce paragraphe nous allons présenter trois cas de figure de l'étude de compression non-linéaire des impulsions « pré-comprimées » à 20 GHz, 30 GHz et 40 GHz. Afin de normaliser la distance de propagation dans la fibre SMF, nous normalisons la longueur de fibre  $L$  par rapport à la longueur de dispersion  $L_D$  définis par l'équation (1.11). Nous désignons  $z = L/L_D$  la distance normalisée. Dans le tableau ci-après nous illustrons la largeur initiale des impulsions  $T_0$  ainsi que la longueur de dispersion  $L_D$  dans les différents cas de notre étude :

	20 GHz	30 GHz	40 GHz
$T_0$ [ps]	21,55	14,41	10,79
$L_D$ [km]	22,118	9,874	5,544

Figure 33 : Tableau de largeur initiale d'impulsions et de la longueur de dispersion calculés à partir des simulations numériques dans le cas de compression à 20 GHz, 30 GHz et à 40 GHz.

#### 2.4.2.1. Etude à 20 GHz

Dans le premier cas de compression non-linéaire des impulsions pré-comprimées à une cadence de 20 GHz, nous avons réalisé des cartographies qui nous permettront de déterminer la puissance d'entrée et longueur de fibre nécessaires pour obtenir des impulsions ultra-courtes. Les deux cartographies de la Figure 34 illustrent l'évolution de la largeur totale à mi-hauteur ainsi que la puissance crête en fonction de la puissance d'entrée de fibre et de la distance  $z$  de propagation.

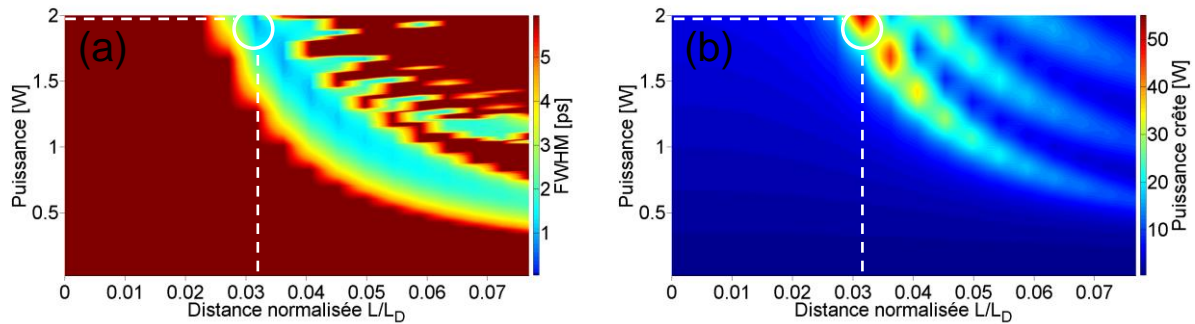


Figure 34 : Cartographie numérique de largeur temporelle à mi-hauteur « FWHM » et de la puissance crête de la compression non-linéaire d'un train d'impulsions à 20 GHz. Cartographie (a) de la FWHM et (b) de la puissance crête en fonction de la puissance d'entrée de fibre et de la distance normalisée de propagation dans une fibre SMF.

Nous pouvons constater de ces résultats que lorsque nous injectons le train d'impulsions initial au sein de la fibre optique avec une puissance d'entrée de 2W, la FWHM des impulsions est ultra-courte, de 0,85 ps au bout d'une distance  $z = 0,032$  (Figure 34-a) soit une longueur de fibre SMF de 0,7 km. La puissance crête, quant à elle, devient intense, de 55,5 W, à la même puissance d'entrée et à la même distance de propagation (Figure 34-b).



Pour cette puissance d'entrée de 2W à l'entrée de fibre, nous présentons l'évolution temporelle et spectrale du train d'impulsions en fonction de la distance normalisée  $z$  (Figure 35).

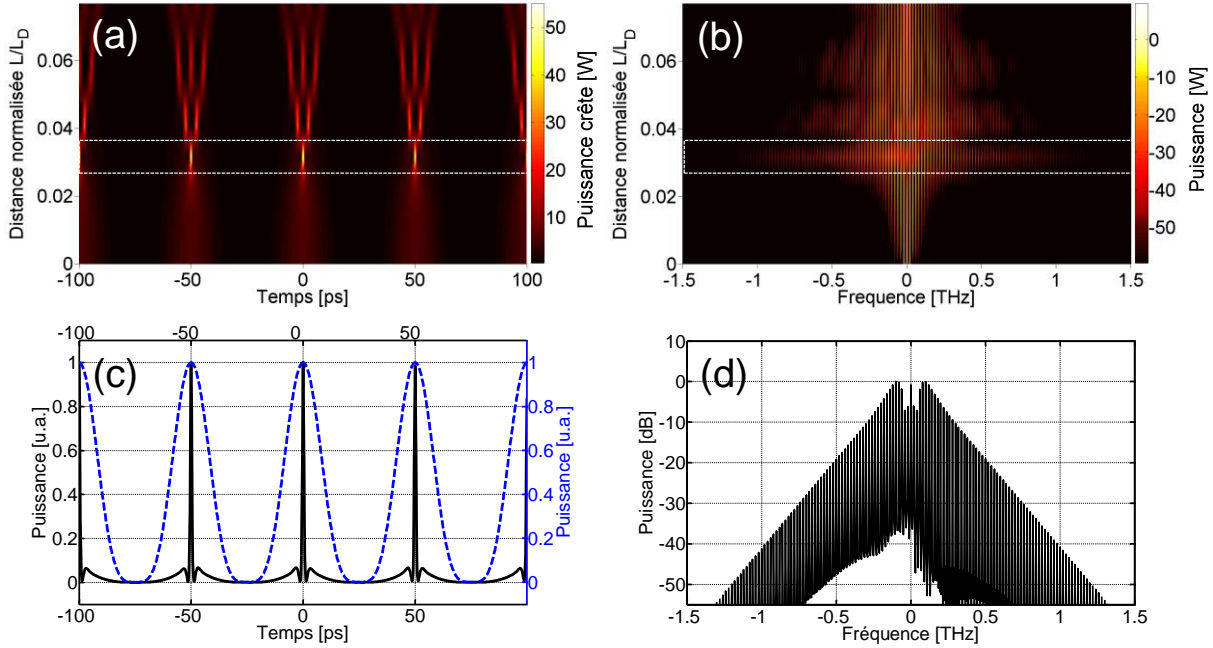


Figure 35 : Evolution du profil temporel et spectral dans l'étude de compression à 20 GHz à une puissance d'entrée de fibre de 2W. (a) Evolution du profil temporel, (b) évolution du profil spectral, (c) profil temporel avant (pointillé en bleu) et après (en noir) la compression et (d) profil spectral au point de compression maximal.

Dans l'étude de l'évolution temporelle du train d'impulsions à 20 GHz (Figure 35-a), nous constatons l'apparition d'impulsions intenses à la distance  $z = 0,032$ . Au-delà de cette distance, les impulsions se divisent en cascade jusqu'au 7<sup>ème</sup> ordre (ici nous s'arrêtons en 3<sup>ème</sup> ordre). La Figure 35-c illustre le train d'impulsions à cette distance (en noir) en comparaison avec celui du signal initial (pointillé en bleu). Il présente un rapport cyclique de compression de  $1/24$ . Cependant une quantité non négligeable de piédestaux apparaît autour des impulsions. La Figure 35-b illustre l'évolution du profil spectral correspondant qui s'élargie au cours de la propagation jusqu'à atteindre son maximum à la même distance  $z$ . Le profil spectral à cette distance  $z = 0,032$  (Figure 35-d) montre un spectre quasi-triangulaire large de plus de  $2.5 \text{ THz}$  ( $\approx 20 \text{ nm}$ ).

#### 2.4.2.2. Etude à 30 GHz

Dans le deuxième cas de cette étude de compression non-linéaire, nous avons injecté un train d'impulsions pré-comprimées à un taux de répétition de 30 GHz dans une fibre SMF à une puissance d'entrée variant de  $20 \text{ mW}$  à  $2 \text{ W}$ . Comme dans le cas de 20 GHz, nous avons réalisé deux cartographies permettant de définir les paramètres optimaux (puissance d'entrée et longueur de fibre) pour obtenir un train d'impulsions ultra-courtes (Figure 36).



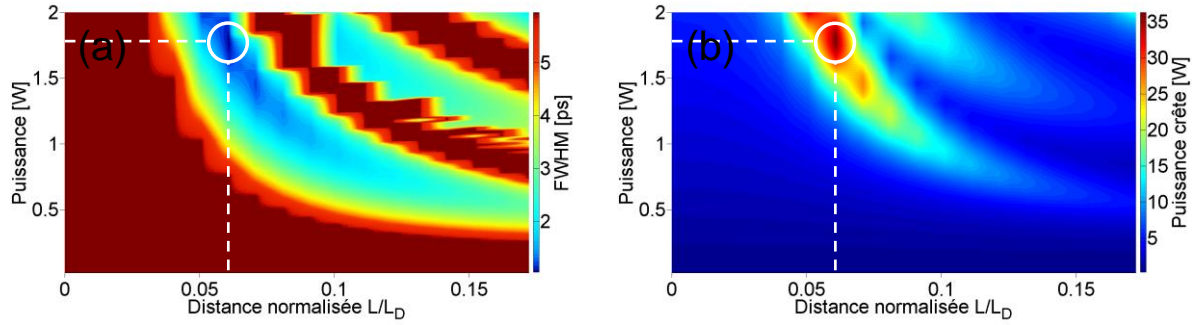


Figure 36 : Cartographie numérique de largeur temporelle à mi-hauteur « FWHM » et de la puissance crête de la compression non-linéaire d'un train d'impulsions à 30 GHz. Cartographie (a) de la FWHM et (b) de la puissance crête en fonction de la puissance d'entrée de fibre et de la distance normalisée de propagation dans une fibre SMF.

Nous pouvons remarquer sur la Figure 36-a que pour une puissance d'entrée de fibre de 1,78 W la puissance crête maximale est obtenue à une distance de propagation de  $z = 0,061$  (soit une longueur de fibre SMF de 0,6 km). A cette distance, la FWHM minimale (ou la compression maximal) des impulsions est de 1,04 ps (Figure 36-a). La puissance crête calculée, quant à elle, est de 36,5 W, obtenue à la même distance  $z$  et de puissance d'entrée (Figure 36-b). La Figure 37 illustre l'évolution du profil temporel et spectral de cette étude au cours de la propagation à une puissance d'entrée de 1,78 W.

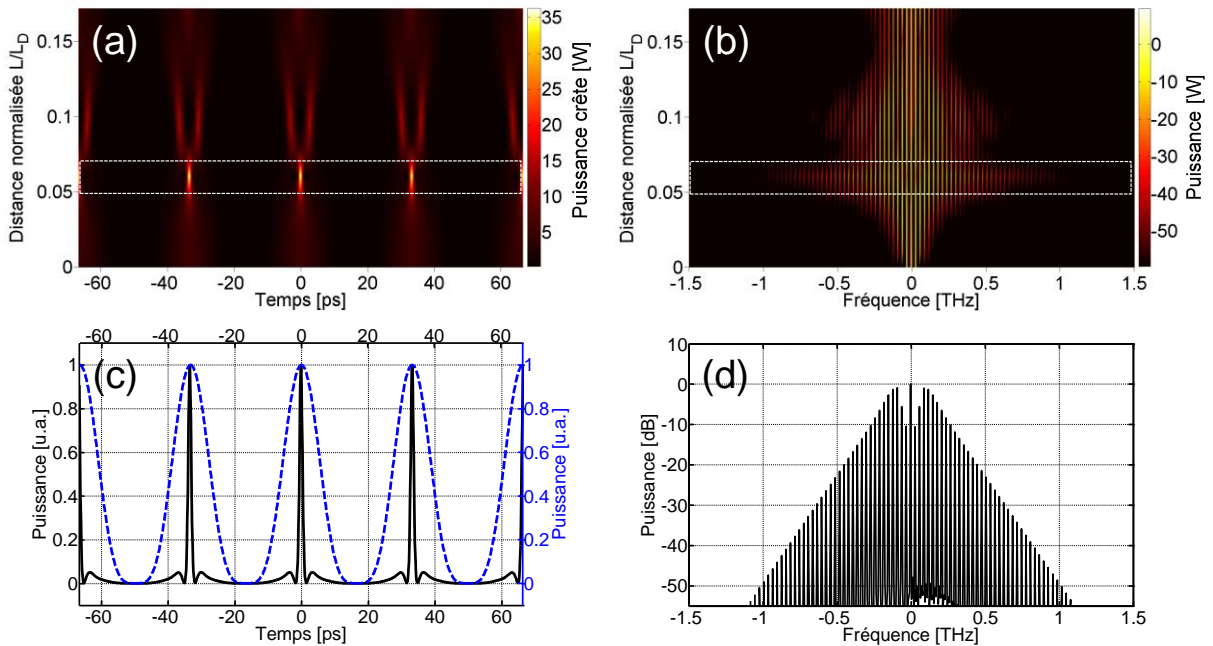


Figure 37 : Evolution du profil temporel et spectral dans l'étude de compression à 30 GHz à une puissance d'entrée de fibre de 1,78 W. (a) Evolution du profil temporel, (b) évolution du profil spectral, (c) profil temporel avant (pointillé en bleu) et après (en noir) la compression et (d) profil spectral au point de compression maximal.

La Figure 37-a présente l'évolution temporelle du train d'impulsions pré-comprimé à 30 GHz à une puissance d'entrée de 1,78 W en fonction de la distance normalisée de propagation  $z$ . Nous pouvons bien voir sur cette figure que la compression se situe à la distance  $z = 0,061$ . Comme dans le cas de 20 GHz, au-delà de cette distance optimale les

impulsions se divisent en cascade au cours de la propagation. Le profil temporel à cette distance (en noir), illustré dans la Figure 37-c, montre une forte compression du signal initial (pointillé en bleu) avec un rapport cyclique de  $1/12$ . Cependant, cette compression est accompagnée par la formation de piédestaux autour des impulsions. Le profil spectral des impulsions (Figure 37-b) s'élargit au cours de la propagation jusqu'à atteindre un maximum de  $2 \text{ THz}$  ( $\approx 17 \text{ nm}$ ) à la distance optimale de compression  $z$  (Figure 37-d).

#### 2.4.2.3. Etude à 40 GHz

Dans cette étude nous avons injecté un train d'impulsions pré-comprimées à  $1550 \text{ nm}$  dans une fibre SMF à une puissance d'entrée qui varie de  $20 \text{ mW}$  à  $2 \text{ W}$ . Comme dans les deux autres cas, nous avons réalisé deux cartographies qui vont nous permettre de déterminer les paramètres optimaux de compression non-linéaire maximale (Figure 38).

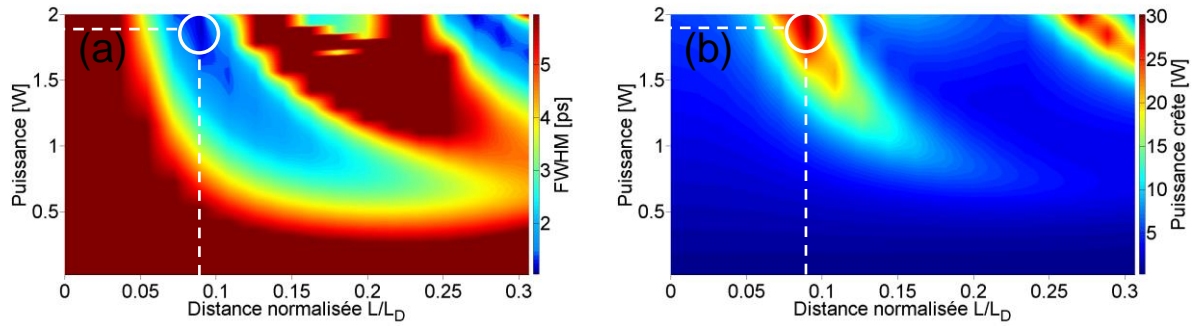


Figure 38 : Cartographie numérique de largeur temporelle à mi-hauteur « FWHM » et de la puissance crête de la compression non-linéaire d'un train d'impulsions à 40 GHz. Cartographie (a) de la FWHM et (b) de la puissance crête en fonction de la puissance d'entrée de fibre et de la distance normalisée de propagation dans une fibre SMF.

L'évolution de la largeur temporelle des impulsions FWHM du train d'impulsions en fonction de la puissance d'entrée et de la distance normalisée de propagation dans la fibre SMF est illustrée dans la Figure 38-a. Nous pouvons remarquer de ces résultats que les impulsions sont ultra-courtes, de  $1,14 \text{ ps}$ , à une puissance moyenne d'entrée de  $1,9 \text{ W}$  et à une distance normalisée de  $z = 0,09$  (soit une longueur de fibre SMF de  $0,5 \text{ km}$ ). La puissance crête des impulsions, quant à elle, est de  $30,2 \text{ W}$  pour la même distance et la même puissance d'entrée.

La figure ci-après (Figure 39) illustre l'évolution du profil temporel et spectral pour la puissance d'entrée de fibre de  $1,9 \text{ W}$ .

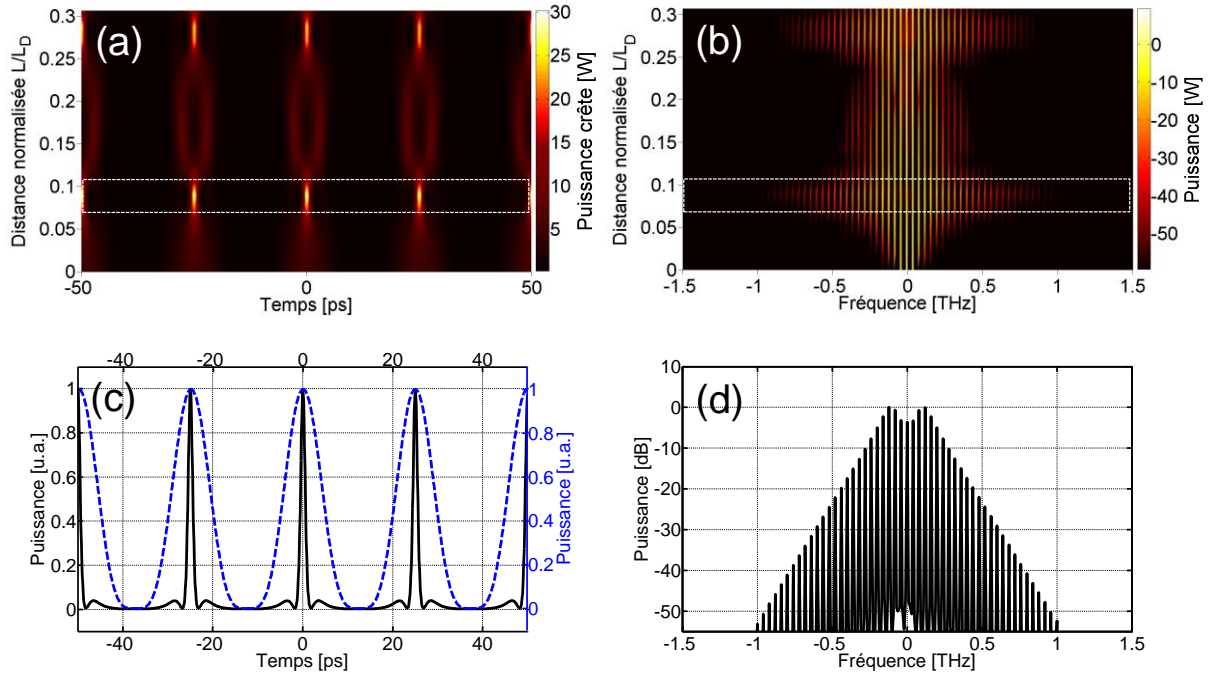


Figure 39 : Evolution du profil temporel et spectral dans l'étude de compression à 40 GHz à une puissance d'entrée de fibre de 1,9 W. (a) Evolution du profil temporel, (b) évolution du profil spectral, (c) profil temporel avant (pointillé en bleu) et après (en noir) la compression et (d) profil spectral au point de compression maximal.

La Figure 39-a illustre l'évolution temporelle du train d'impulsions en fonction de la distance normalisée de propagation  $z$ . Nous pouvons remarquer de cette figure que la puissance crête maximale du train d'impulsions est bien obtenue à la distance  $z = 0,09$ . Le profil temporel à cette distance (en noir), illustré dans la Figure 39-c, montre une forte compression des impulsions par rapport au signal initial (bleu en pointillé) et présente un rapport cyclique de  $1/8$ . L'évolution spectrale qui correspond à cette propagation (Figure 39-b) montre un élargissement spectral au cours de la propagation jusqu'à une valeur maximale qui correspond à la distance  $z = 0,09$ . Le profil spectral à cette distance présente un spectre large de  $1,9 \text{ THz}$  ( $\approx 15 \text{ nm}$ ).

De même que les deux cas précédents (à 20 GHz et à 30 GHz), cette compression temporelle des impulsions est accompagnée de piédestaux non-négligeables autour des impulsions, ce qui dégrade la qualité du signal transmis. Cependant, il existe différentes techniques permettant de nettoyer les impulsions de lesdits « Piédestaux » afin de générer des impulsions ultra-courtes et de bonne qualité.

Ces techniques sont principalement basées sur le filtrage non-linéaire telles que l'effet Raman ou les miroirs à boucle optique non-linéaire « NOLM » [12, 17, 27, 21]. Le régénérateur optique qualifié de « Régénérateur de Mamyshev » est une technique qui permet de régénérer le signal optique [15]. C'est une technique simple, basée sur un système passif composé d'une fibre hautement non-linéaire « HNLF : High Non-Linear Fiber » et d'un filtre passe-bande optique « BPF : Band-Pass Filter ». Cette technique a par exemple déjà montrée son efficacité pour régénérer des impulsions très courtes de largeur temporelle de 5,8 ps à

haut débit dans la bande C des télécoms (autour de 1550 nm) en utilisant seulement 2,8 m d'une fibre HNLF monomode de type Chalcogénure  $As_2Se_3$  [9].

### 2.4.3. Conclusion

Nous avons présenté dans cette partie une approche basée sur l'instabilité de modulation induite, qui nous permettra de générer des trains d'impulsions ultra-courtes, à des puissances crêtes élevées et à des taux de répétitions de 20 GHz à 40 GHz. Le train d'impulsions initiales qualifiées de « pré-comprimées » est obtenu par modulation grâce à un modulateur MZM piloté par un signal RF sinusoïdal autour de la tension de bias au dessous du point quadratique de sa fonction de transfert.

Les résultats numériques obtenus dans cette étude ont montré une forte compression d'impulsions (un rapport cyclique jusqu'à 1/24) avec une largeur temporelle à mi-hauteur de 1 ps et présentent des puissances élevées (de 30 à 55 W). Cependant, on note la formation des piédestaux, autour des impulsions ce qui nécessite la mise en place de techniques de régénération optique afin de produire des impulsions ultra-courtes et de bonne qualité.

## 2.5. Conclusion du chapitre

En conclusion, nous avons présenté dans ce chapitre la génération de deux types d'impulsions à des taux de répétition de 20 GHz et de 40 GHz par compression non-linéaire grâce au processus du MFWM dans une fibre anormale. La différence entre les deux hypothèses est le signal initial obtenu par une modulation externe d'une diode continue par un modulateur de Niobate de Lithium et en particulier son point de fonctionnement (bias).

Dans le premier cas, le modulateur d'intensité est piloté par un signal RF au point nul de transmission du modulateur (autour de la tension  $V_\pi$  donnée par le constructeur) à la moitié de la fréquence du taux de répétition souhaité. L'avantage de cette technique est d'obtenir un battement sinusoïdal stable (une seule diode laser) et à des taux de répétition élevés. Pour cette approche, nous avons démontré numériquement et expérimentalement, grâce au processus du MFWM, la génération d'un train d'impulsions gaussiennes proche de la limite de Fourier, de largeur temporelle à mi-hauteur de 11,7 ps et de 5,5 ps respectivement pour une cadence de 20 GHz et de 40 GHz. Cependant, la mise en place d'un modulateur de phase est nécessaire pour augmenter le seuil d'apparition de l'effet Brillouin qui dégrade la qualité du signal transmis. La modulation de phase crée, à son tour, une gigue temporelle sur les trains d'impulsions générés à travers la dispersion de l'étage de compression, ce qui nécessite une pré-compression de cette dispersion totale par une fibre DCF. Nous avons montré également la génération d'un signal stable en polarisation grâce à la mise en place d'un miroir rotateur de Faraday « FRM » dans l'étage de compression afin de compenser systématiquement la fluctuation de l'état de polarisation le long du chemin optique de cet étage.

Dans le deuxième cas, le modulateur d'intensité est piloté par un signal sinusoïdal RF à une fréquence égale au taux de répétition souhaité dans la partie linéaire de sa fonction de transfert autour de la tension  $V_{\pi} < V_{bias} < \frac{3}{2}V_{\pi}$  (au dessous du point quadratique). Cette configuration a permis de produire un signal pré-comprimé à l'entrée de l'étage de compression. La cartographie numérique que nous avons présenté dans cette étude, à des taux de répétition de 20 GHz à 40 GHz, nous a montré l'obtention des trains d'impulsions ultra-courtes (autour de 1 ps) de fortes puissances crêtes (de 30 W à 55 W) grâce au processus de l'instabilité de modulation induite. Cependant, des piédestaux apparaissent autour d'impulsions générés. Grâce aux techniques de régénération tout optique telles que le régénérateur de Mamyshev, les piédestaux peuvent être supprimés afin d'obtenir des trains d'impulsions ultra-courtes, de fortes puissances crêtes et de bonne qualité.

## 2.6. Références du chapitre 2

- [1] G. P. Agrawal. *"Nonlinear Fiber Optics"*. 2006.
- [2] J. Chen, C. Lou, L. Huo, and D. Lu. *"1.4 ps pedestal-free low timing jitter 10 GHz pulse source using commercial cascaded LiNbO<sub>3</sub> modulators and fiber-based compressor"*. *Appl. Opt.*, 50(14):1979–1983, May 2011.
- [3] W. Chen and Z. Meng. *"Effects of phase modulation used for SBS suppression on phase noise in an optical fibre"*. *J. of Phy. B: Atom. Mol. and Opt. Phy.*, 44(16):165402, 2011.
- [4] S.V. Chernikov, J.R. Taylor, and R. Kashyap. *"Comblike dispersion-profiled fiber for soliton pulse train generation"*. *Opt. lett.*, 19(8):539–541, 1994.
- [5] N. J. Doran and D. Wood. *"Nonlinear-optical loop mirror"*. *Opt. Lett.*, 13(1):56–58, Jan 1988.
- [6] J. Fatome, S. Pitois, C. Fortier, B. Kibler, C. Finot, G. Millot, C. Courde, M. Lintz, and E. Samain. *"Multiple four-wave mixing in optical fibers: 1.5–3.4-THz femtosecond pulse sources and real-time monitoring of a 20-GHz picosecond source"*. *Opt. Comm.*, 283(11):2425–2429, 2010.
- [7] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. *"20-GHz-to-1-THz repetition rate pulse sources based on multiple four-wave mixing in optical fibers"*. *Journal of Quantum Electronics, IEEE*, 42(10):1038–1046, 2006.
- [8] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochreiter. *"Nonlinear amplifying loop mirror"*. *Opt. Lett.*, 15(13):752–754, Jul 1990.
- [9] L. Fu, M. Rochette, V. Ta'eed, D. Moss, and B. Eggleton. *"Investigation of self-phase modulation based optical regeneration in single mode As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide glass fiber"*. *Opt. Express*, 13(19):7637–7644, Sep 2005.
- [10] T. Inoue and S. Namiki. *"Pulse compression techniques using highly nonlinear fibers"*. *Laser & Photonics Reviews*, 2(1-2):83–99, 2008.
- [11] I. P. Kaminow and T. L. Koch. *"Optical Fiber Telecommunications IIIA"*, volume 2. Academic Press, 1997.
- [12] I. P. Kaminow and T. L. Koch. *"Optical Fiber Telecommunications IIIB"*, volume 3. Academic Press, 1997.
- [13] S. Khemiri, C. Ware, R. Gabet, and D. Erasme. *"40GHZ short pulse clocked optical source based on four-wave mixing in an optical fibre"*. In *International Conference on Elec., Circuits and Sys. (ICECS), IEEE*, pages 1–5. IEEE, 2005.
- [14] P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, E. M. Dianov, and A. M. Prokhorov. *"Generation of a high-repetition-rate train of practically noninteracting solitons by using the induced"*

*modulational instability and Raman self-scattering effects". Opt. Lett., 15(23):1365–1367, Dec 1990.*

[15] P.V. Mamyshev. "All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect". In *European Conference and Exhibition on Optical Communication (ECOC)*, volume 1, pages 475–476. IEEE, 1998.

[16] P.V. Mamyshev, S.V. Chernikov, and E.M. Dianov. "Generation of fundamental soliton trains for high-bit-rate optical fiber communication lines". *Journal of Quantum Electronics, IEEE*, 27(10):2347–2355, 1991.

[17] A. Mussot, A. Durecu-Legrand, E. Lantz, C. Simonneau, D. Bayart, H. Maillotte, and T. Sylvestre. "Impact of pump phase modulation on the gain of fiber optical parametric amplifier". *Phot. Techno. Lett., IEEE*, 16(5):1289–1291, 2004.

[18] R. Slavik, F. Parmigiani, L. Grüner-Nielsen, D. Jakobsen, S. Herstrøm, P. Petropoulos, and D.J. Richardson. "Stable and efficient generation of high repetition rate ( $> 160$  GHz) subpicosecond optical pulses". *Phot. Techno. Lett., IEEE*, 23(9):540–542, 2011.

[19] E.A. Swanson and S.R. Chinn. "40-GHz pulse train generation using soliton compression of a Mach-Zehnder modulator output". *Phot. Techno. Lett., IEEE*, 7(1):114–116, 1995.

[20] S. Trillo, S. Wabnitz, and T. A. B. Kennedy. "Nonlinear dynamics of dual-frequency-pumped multiwave mixing in optical fibers". *Phys. Rev. A*, 50:1732–1747, Aug 1994.

[21] A.O.J. Wiberg, C.S. Brès, B.P.P. Kuo, J.X. Zhao, N. Alic, and S. Radic. "Pedestal-free pulse source for high data rate optical time-division multiplexing based on fiber-optical parametric processes". *Journal of Quantum Electronics, IEEE*, 45(11):1325–1330, 2009.

### 3. Diffusion Brillouin stimulée dans la source fibrée

La diffusion Brillouin stimulée « DBS », ou « SBS » en anglais, est un processus non linéaire, obtenue à partir d'une certaine puissance d'entrée seuil dans une fibre optique. Une fois le seuil Brillouin atteint, l'onde Stokes créée en contra-propagation engendre un effet miroir sur le signal transmis. Pour cette raison, la DBS est un phénomène indésirable dans de nombreux systèmes fibrés [1].

La première partie de ce chapitre sera consacrée à la description de l'état de l'art de la diffusion Brillouin ainsi que les méthodes de suppression de la DBS dans les fibres optiques. La deuxième partie sera dédiée, d'une part, à l'étude numérique et expérimentale de l'impact de la DBS sur la source impulsionnelle à 40 GHz, et d'autre part, aux méthodes mises en œuvre pour la supprimer.

#### 3.1. Diffusion Brillouin dans les fibres optiques : Etat de l'art

##### 3.1.1. Diffusion Brillouin Spontanée

Les molécules constituant un milieu donné subissent une agitation thermique sous l'effet de la température et effectuent de petits déplacements autour de leur position d'équilibre. Les phonons ainsi générés modifient l'indice de réfraction du milieu créant des ondes acoustiques de faibles amplitudes. Par conséquent, ces ondes élastiques provoquent la diffusion d'une onde électromagnétique dans toutes les directions au cours de sa propagation. Les photons de la lumière diffusée peuvent ainsi perdre de l'énergie (émission de phonons acoustiques) et nous parlons des ondes Stokes, ou gagner de l'énergie (absorption de phonons acoustiques) et nous parlons des ondes Anti-Stokes [1, 31].

La diffusion Brillouin suit les lois de conservation du moment et de l'énergie suivantes :

$$\omega_A = \omega_P - \omega_S, \quad (3.1)$$

$$\vec{k}_A = \vec{k}_P - \vec{k}_S, \quad (3.2)$$

où  $\omega_i$  et  $\vec{k}_i$  (avec  $i=P$  et  $S$ ) sont, respectivement, les pulsations et les vecteurs d'onde de l'onde pompe et de l'onde Stokes.



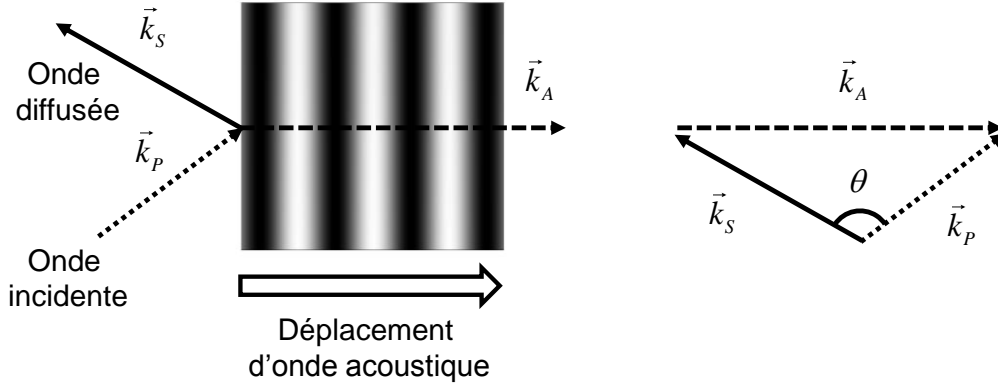


Figure 40 : Représentation schématique du principe de diffusion par une onde acoustique.

La pulsation  $\omega_A$  et le vecteur d'onde  $\vec{k}_A$  de l'onde acoustique sont liés par la relation de dispersion standard suivante :

$$\omega_A = v_A |\vec{k}_A| \approx 2v_A |\vec{k}_P| \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (3.3)$$

$$\text{où } |\vec{k}_A| = \frac{2\pi n_A}{\lambda_A} \quad \text{et} \quad |\vec{k}_P| = \frac{2\pi n_P}{\lambda_P} \approx |\vec{k}_S|, \quad (3.4)$$

avec  $\theta$  l'angle entre les deux vecteurs d'ondes pompe et Stokes,  $n_P$  est l'indice du mode effectif à la longueur d'onde pompe  $\lambda_P$ . D'après l'équation (3.4), les modules des deux vecteurs d'onde pompe et Stokes sont quasi-identiques car la fréquence de l'onde acoustique est très faible devant celles des ondes optiques [1, 19].

A partir de l'équation (3.3), l'écart en fréquence entre l'onde incidente et l'onde Stokes générée, ou le décalage fréquentiel de l'onde Stokes, peut être exprimé en fonction de l'angle de diffusion  $\theta$  par la relation suivante :

$$\nu_B = \frac{\omega_A}{2\pi} = \frac{2n_P v_A}{\lambda_P} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.5)$$

Dans une fibre optique monomode standard, deux directions de diffusion sont possible. Selon l'équation (3.5), le décalage en fréquence de l'onde Stokes est maximal lorsque l'angle de diffusion entre les ondes pompe et Stokes est maximale ( $\theta = \pi$ ) et s'annule dans le cas contraire où l'angle de diffusion  $\theta$  est nul [4, 34]. Nous pouvons donc exprimer le décalage Brillouin sous la forme suivante :

$$\nu_B = \frac{2n_P v_A}{\lambda_P} \quad (3.6)$$

Si, dans ces conditions,  $v_A = 5960 \text{ m.s}^{-1}$  et  $n_p = 1,45$ , le décalage fréquentiel dans une fibre de silice standard sera de  $\nu_B = 11,15 \text{ GHz}$  (soit  $0,08 \text{ nm}$ ) à la longueur d'onde pompe  $\lambda_p = 1550 \text{ nm}$  [1, 31].

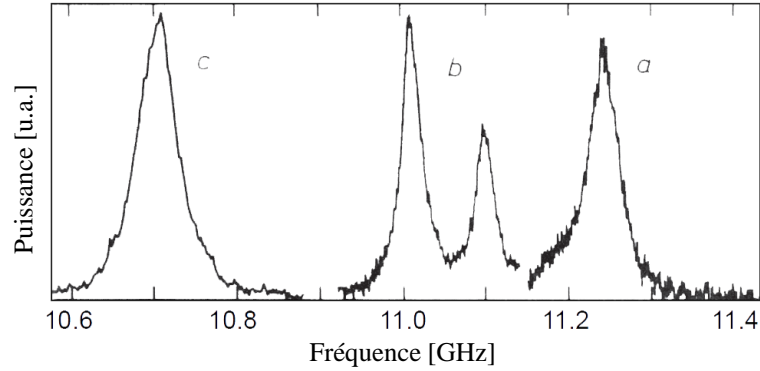


Figure 41 : Spectre du gain Brillouin à  $\lambda_p = 1525 \text{ nm}$  pour 3 types de fibres : (a) Fibre à cœur silice, (b) fibre en silice à saut d'indice et (c) fibre à dispersion décalée [42].

La diffusion Brillouin est d'autant plus importante lorsque la puissance optique injectée dans la fibre optique est élevée. Le flux d'onde acoustique augmente jusqu'à ce que la fibre se comporte comme un miroir fibré et rétrodiffuse toute la puissance additionnelle injectée.

### 3.1.2. Electrostriction

L'électrostriction est le processus qui se traduit par l'augmentation de la densité d'un matériau sous l'effet de l'intensité du champ optique appliqué [8]. Ce processus génère une variation de densité, dans le cœur d'une fibre optique, qui excite les modes propres de vibrations acoustiques transversales de la structure cylindrique de la fibre. Par un effet élasto-optique, il génère une variation d'indice qui provoque, à son tour, une modulation de phase sur les impulsions transmises en créant des distorsions importantes sur les signaux [18, 43].

Par la méthode interférométrique basée principalement sur la mesure de la modulation de phase croisée « XPM », il est possible d'estimer la contribution de l'électrostriction dans la réponse non linéaire d'un matériau [18]. Aussi, il est possible de calculer cette contribution à partir de l'équation de l'indice de réfraction non-linéaire électrostrictif suivant :

$$n_2^{elec} = \frac{C\gamma_e^2}{4n^2\epsilon_0^2c_0^2}, \quad (3.7)$$

avec  $C = \rho.\partial p / \partial \rho$  la compressibilité moyenne,  $\gamma_e = \rho.\partial \epsilon / \partial \rho$  le coefficient électrostrictif,  $n$  l'indice de réfraction et  $c_0$  la vitesse de la lumière dans le vide [41]. Dans une fibre monomode standard,  $n_2^{elec}$  est de l'ordre de  $0,7 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \text{W}^{-1}$ . Si nous considérons que l'indice non-linéaire total dans la silice est de  $2,96 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \text{W}^{-1}$ , c'est-à-dire que la contribution de l'électrostriction, est de l'ordre de 23% à une fréquence de 12 à 13 GHz et à une largeur d'impulsion de 20 à 30 ps [7, 41].

L'électrostriction intervient dans les fibres optiques monomodes pour expliquer l'interaction des impulsions solitoniques dans leurs transmissions [12]. Mais du point de vue de la diffusion Brillouin, l'électrostriction contribue à l'interaction d'un grand nombre de phonons acoustiques avec l'onde pompe incidente et renforce l'onde Stokes ce qui entraîne la stimulation du processus Brillouin [41].

### 3.1.3. Diffusion Brillouin Stimulée « DBS »

En régime spontanée de la diffusion Brillouin, les deux ondes générées, ondes Stokes et anti-Stokes, ont presque les mêmes amplitudes. Or, si la puissance pompe augmente, les ondes acoustiques, créées par le processus d'électrostriction, diffusent d'avantage l'onde pompe ce qui renforce les ondes Stokes. Les deux processus se renforcent l'un l'autre et entraînent, par la suite, une amplification exponentielle des ondes Stokes et des phonons acoustiques. C'est ainsi que nous parlons de la diffusion Brillouin stimulée « DBS » qui résulte de l'amplification de l'onde acoustique par l'onde optique elle-même (voir la Figure 42).

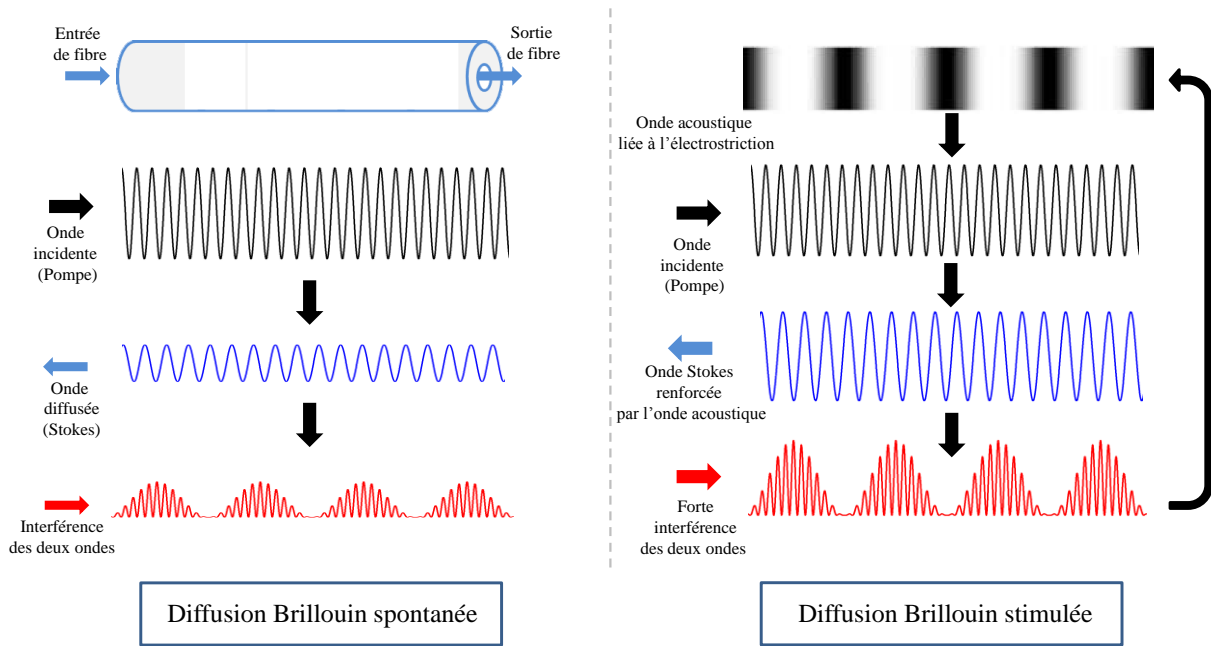


Figure 42 : Représentation schématique du processus de la diffusion Brillouin dans une fibre optique.

Le processus de la diffusion Brillouin stimulée est caractérisé par deux paramètres principaux, le gain Brillouin  $g_B$  et le seuil de son apparition  $P_{th}$ .

#### 3.1.3.1. Gain Brillouin

Le spectre du gain Brillouin  $g_B(\nu)$  caractérise la croissance de l'onde Stokes à la résonance où  $\nu = \nu_B$ , la largeur spectrale du gain Brillouin est de l'ordre de quelques dizaines de MHz, car elle dépend du temps d'amortissement des ondes acoustiques ou bien de

la durée de vie des phonons. Si nous supposons que les ondes acoustiques s'amortissent exponentiellement, le spectre spontané du gain Brillouin dans un milieu homogène peut s'exprimer sous la forme Lorentzienne suivante :

$$g_B(\nu) = g_B \frac{\left(\frac{\Delta\nu_B}{2}\right)^2}{(\nu - \nu_B)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_B}{2}\right)^2} \quad (3.8)$$

Le gain Brillouin  $g_B$  dépend des propriétés du matériau, ou plus précisément, au coefficient électrostrictif  $\gamma_e$  par la relation suivante :

$$g_B = g_B(\nu = \nu_B) = \frac{2\pi\gamma_e^2}{c_0^2 \varepsilon_0^2 K_P^2 \rho \Delta\nu_B \nu_A n_P} = \frac{2\pi n_P^7 p_{12}^2}{c_0^2 \lambda_P^2 \rho \nu_A \Delta\nu_B}, \quad (3.9)$$

avec  $c_0$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $\rho$  la densité du matériau de la fibre,  $\Delta\nu_B$  la largeur spectrale totale à mi-hauteur de la raie Brillouin et  $p_{12}$  le coefficient longitudinal élasto-optique [38, 31, 41]. Pour une fibre en silice, la largeur spectrale Brillouin  $\Delta\nu_B$  est autour de 23 MHz à 1550 nm et  $p_{12} = 0,285$  à une densité  $\rho = 2210 \text{ kg.m}^{-3}$ , le gain Brillouin vaut  $3,15 \times 10^{-11} \text{ m.W}^{-1}$  [31].

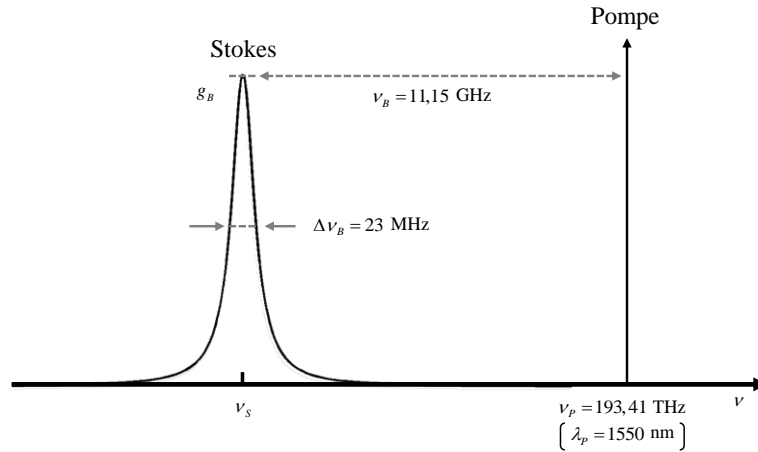


Figure 43 : Représentation schématique spectrale du processus de la diffusion Brillouin dans une fibre optique standard « SMF » à la longueur d'onde pompe de 1550 nm.

Le gain Brillouin est fortement lié à la nature des fibres et de la concentration de ses composants. Par exemple,  $g_B$  est 5 fois plus grand dans le cas des fibres monomodes Téliurites et 200 fois plus grand dans le cas des fibres monomodes Chalcogénures  $\text{As}_2\text{Se}_3$  avec une valeur de  $6,08 \times 10^{-9} \text{ m.W}^{-1}$  [1, 2].

### 3.1.3.2. Seuil Brillouin

Dans le processus de la DBS, la majorité de la lumière incidente peut être convertie aux ondes rétrodiffusées lorsque la puissance d'entrée dépasse une puissance que nous appelons le seuil Brillouin  $P_{th}$ , c'est la puissance d'apparition de la DBS. Cette puissance peut être exprimée d'une manière générale sous la forme suivante :

$$P_{th} = 21 \frac{KA_{eff}}{g_B L_{eff}} \frac{\Delta \nu_{DL} + \Delta \nu_B}{\Delta \nu_B}, \quad (3.10)$$

avec :

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{(-\alpha L)}}{\alpha}, \quad (3.11)$$

où  $K$  est le facteur de polarisation lié aux ondes pompes et Stokes ( $1 \leq K \leq 2$ ) [4, 39, 44],  $A_{eff}$  l'aire effective,  $\Delta \nu_{DL}$  la largeur spectrale de la diode laser ou du signal incident,  $L_{eff}$  la longueur effective,  $\alpha$  et  $L$  les pertes linéiques et la longueur de fibre respectivement.

Pour un signal continu, d'une largeur spectrale de 150 kHz à 1550 nm, injecté dans une fibre monomode standard,  $\frac{\Delta \nu_{DL} + \Delta \nu_B}{\Delta \nu_B} \approx 1$  étant donné que la largeur spectrale du signal continu est négligeable devant la largeur spectrale Brillouin  $\Delta \nu_B$  qui est de l'ordre d'une dizaine de MHz pour ce type de fibres en silice [4, 6]. Dans ces conditions, l'équation (3.9) du seuil Brillouin peut être simplifié et exprimé sous la forme suivante :

$$P_{th} = 21 \frac{KA_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (3.12)$$

Cette expression du seuil Brillouin est proportionnelle à l'aire effective optique  $A_{eff}$  parce que l'aire de couplage acousto-optique  $A_{ao} \approx A_{eff}$ , ce qui est le cas des fibres monomodes standards SMF-28. Elle ne reste plus valable lorsque  $A_{ao} \neq A_{eff}$ , comme dans le cas des fibres LEAF, car le seuil Brillouin des fibres est déterminé par l'effet acousto-optique [26].

Expérimentalement, plusieurs approches ont été proposées dans la littérature pour mesurer  $P_{th}$ . La première approche, la méthode traditionnelle et celle la plus courante, consiste à mesurer la puissance d'entrée pour laquelle la puissance rétrodiffusée est égale à la puissance transmise [38]. Une deuxième approche repose sur la mesure de la puissance d'entrée donnant lieu à 1% ou 4% de l'énergie rétrodiffusée [5, 35]. Deux autres approches prennent en compte l'augmentation brutale de la puissance réfléchie lors de l'augmentation de la puissance injectée dans la fibre, cette augmentation a été traduite par une accélération de la puissance rétrodiffusée, et donc, le seuil Brillouin représente ici la valeur de la puissance d'entrée qui correspond à la valeur maximale de la dérivée seconde de la puissance réfléchie en « mW », ou aussi, la puissance d'entrée qui correspond à la valeur maximale de la dérivée première de la puissance réfléchie en « dBm » [35]. Une dernière approche est liée à la

puissance transmise, cette puissance ne varie que lorsque la puissance d'entrée est faible, au-delà, elle sature et devient indépendante de la forte puissance d'entrée. Dans ce cas, le seuil Brillouin représente la puissance d'entrée qui correspond au point de saturation de la puissance transmise [35]. Dans notre étude, nous adoptons la première méthode pour mesurer le seuil Brillouin.

### 3.1.4. Méthodes de suppression de la DBS dans les fibres optiques

La diffusion Brillouin stimulée « DBS », comme nous l'avons présentée précédemment, est un processus non-linéaire qui se traduit par la génération d'une onde Stokes contre-propagative. L'augmentation du gain Brillouin par l'amplification du signal a suscité beaucoup de travaux de recherches dans des applications à fibres optiques, par exemple, dans les capteurs optiques, les amplificateurs optiques, les lasers Brillouin et la caractérisation des fibres optiques. Dans d'autres applications, la DBS reste un processus indésirable. En particulier pour celles basées sur des effets non-linéaires, car la lumière rétrodiffusée peut contenir la majeure partie de l'énergie incidente, limitant ainsi fortement la puissance transmise. Pour supprimer cet effet nocif, il est nécessaire de diminuer le coefficient de gain Brillouin  $g_B$  afin d'augmenter le seuil Brillouin  $P_{th}$  dans la fibre optique [26]. Les techniques de suppression de la DBS sont nombreuses, deux grandes approches existent pour augmenter le seuil Brillouin. La première approche consiste à élargir la raie spectrale du signal pompe. La deuxième approche repose principalement sur l'augmentation du  $P_{th}$  par la modification des paramètres intrinsèques de la fibre optique, ou aussi, par application d'effets externes sur la fibre, comme des contraintes mécaniques ou thermiques.

Les techniques d'élargissement spectral de la raie du signal pompe sont possibles soit par modulation directe de fréquence, par une modulation externe de phase ou par modulation de phase pseudo aléatoire du signal pompe « PM-PRBS » [23, 45, 3, 14, 17]. Généralement, cette modulation est alimentée par un signal RF cadencé à des dizaines voire quelques centaines de MHz. Ceci afin de limiter l'énergie contenue dans la bande de gain de la DBS. Ces techniques, en particulier par modulateur de phase, sont très utilisées dans les télécommunications optiques, car elles ne modifient pas les propriétés de la fibre optique.

Comme nous pouvons le constater d'après les équations (3.9) et (3.12), l'augmentation du seuil Brillouin dépend aussi de la géométrie de la fibre optique, de la nature et de la concentration de ses dopants. La modification de la forme géométrique de la fibre par l'élargissement de l'aire effective, ou l'utilisation d'une fibre à rayon de cœur non-uniforme le long de la fibre, influence la fréquence acoustique longitudinale et crée un décalage de la fréquence Brillouin vers les basses fréquences, ce qui élargit la bande de gain et diminue l'efficacité du processus par une augmentation du seuil Brillouin [33, 36]. La modification de la nature et de la concentration des dopants de la fibre a été étudiée dans beaucoup de travaux, car elle permet la réduction de l'interaction entre les ondes optiques et les ondes acoustiques dans la fibre. Par exemple, le co-dopage du germanium «  $GeO_2$  » de la fibre par « F », «  $Al_2O_3$  » ou par «  $B_2O_3$  » amène à réduire le gain Brillouin [37, 20, 21, 29, 13]. Ces

techniques présentent de bons résultats pour supprimer le processus de la DBS, par contre il est très difficile de les adapter à toutes les architectures optiques. D'autres méthodes peuvent, aussi, augmenter le seuil Brillouin par application de contraintes thermiques ou mécaniques inhomogènes le long de la fibre, de sorte à faire fluctuer la fréquence de gain maximal et diminuer ainsi l'efficacité globale du phénomène [46, 9, 27, 24, 22, 32]. Finalement, Takushima et *al.* ont montré qu'il est aussi possible, de limiter l'impact de la DBS par l'insertion d'isolateurs optiques le long de la ligne de transmission fibrée de sorte à limiter l'autostimulation du phénomène par tronçon [40].

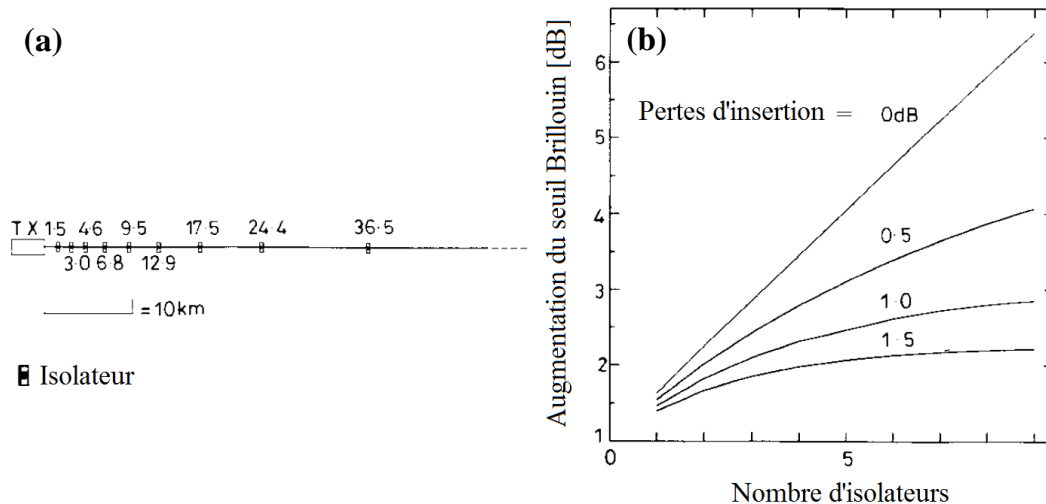


Figure 44 : Résultats numériques des travaux de Takushima et *al.* sur les positions d'isolateurs dans la fibre optique. (a) Les positions optimales de 9 isolateurs optiques (0,5 dB de pertes et 60dB d'isolations) (b) La puissance du seuil Brillouin et sa dépendance aux pertes d'insertions (d'après [40]).

L'avantage de cette technique est la non-modification des propriétés des ondes optiques, aussi, elle ne dépend pas des propriétés de la fibre optique ce qui est recommandé dans les transmissions des signaux dans les fibres optiques [11, 25, 47].

La génération d'un train d'impulsions picosecondes cadencées à 40 GHz par mélange à quatre ondes multiple (MFWM) nécessite une puissance d'entrée de 26 dBm dans une fibre SMF de 2,1 km. Dans le chapitre précédent, nous avons mis en place un modulateur de phase afin de supprimer l'effet Brillouin. Cependant, à cause de la dispersion dans l'étage de compression, la modulation de phase crée une gigue temporelle sur le train d'impulsions ce qui nécessite une pré-compensation de cette dispersion par un tronçon de fibre DCF.

Dans ce chapitre nous présentons l'évolution de la DBS dans 2,1 km d'une fibre monomode standard (SMF-28) dans le cas d'un signal continu et d'un signal modulé. Ensuite, nous comparons l'impact des techniques de suppression de la DBS pour la génération d'un train d'impulsions picosecondes cadencé à 40 GHz basé sur la compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal.

## 3.2. Suppression de la DBS dans la source impulsionnelle tout fibrée

### 3.2.1. Modèles expérimental et numérique d'étude Brillouin

#### 3.2.1.1. Modèle expérimental

Pour étudier l'impact de la DBS au cours de la propagation d'un signal continu, ou impulsionnel, dans une fibre optique monomode standard (SMF), nous avons mis en place un montage expérimental (Figure 45) pour comparer l'évolution de la puissance transmise et rétrodiffusée en fonction de la puissance du signal à l'entrée de cette fibre.

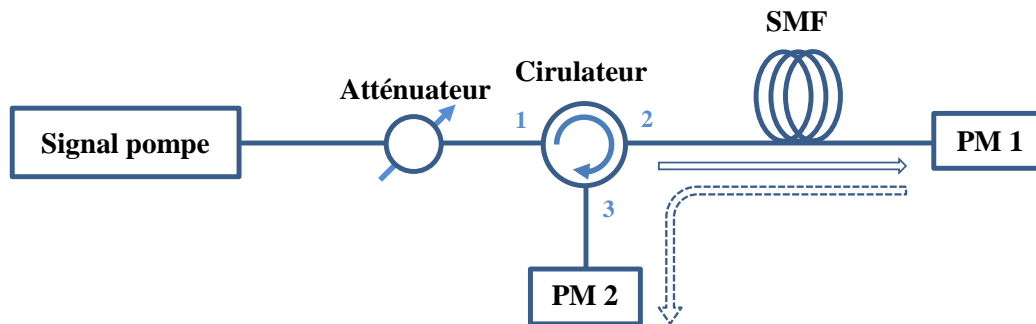


Figure 45 : Montage expérimental de l'étude de la DBS dans une fibre SMF (PM1 et PM2 : des puissance-mètres).

Dans le montage de la Figure 45, un atténuateur optique est inséré pour faire varier la puissance du signal à l'entrée de la fibre SMF provenant du signal pompe. L'introduction d'un circulateur est nécessaire dans le montage expérimental pour enregistrer la puissance transmise (flèche en continu) et la puissance rétrodiffusée (flèche en pointillé) via les puissance-mètres « PM1 » et « PM2 » respectivement.

Afin d'enregistrer simultanément les puissances transmise et rétrodiffusée en fonction de la puissance du signal d'entrée, nous avons élaboré un programme « Labview » pour piloter automatiquement l'atténuateur et les puissance-mètres via une interface graphique (voir la Figure 46).



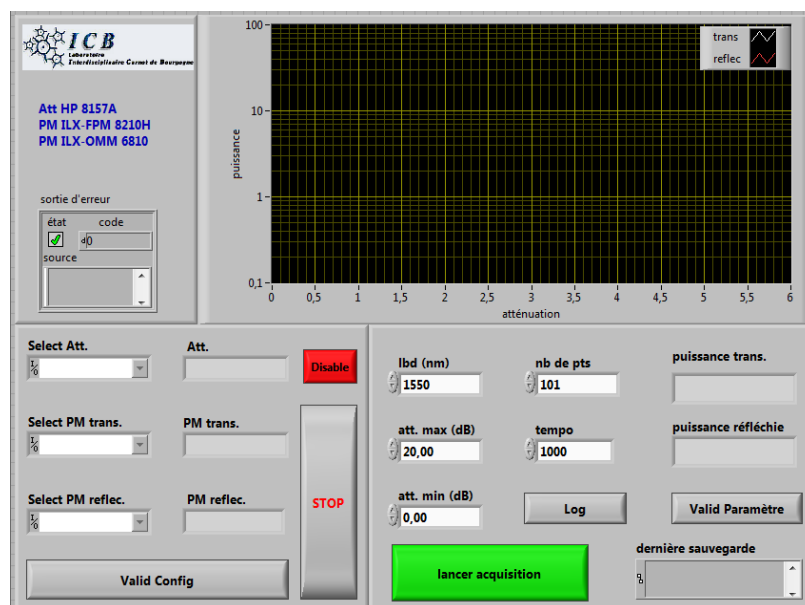


Figure 46 : Interface du programme « Labview » pour piloter automatiquement l'atténuation et les puissance-mètres optiques.

Le programme « Labview » permet de fixer l'intervalle d'atténuation entre « 0 dB » et une atténuation maximale. Il est possible d'augmenter ou de baisser la résolution des courbes tracées par la variation de « nombres de points » qui définissent les « pas » d'atténuation. Le « tempo » est la durée, en milliseconde, nécessaire pour varier les pas d'atténuation.

Pour chaque étude, nous avons enregistré 101 points pour 20 dB d'atténuation. Pour que le système électronique des puissance-mètres puisse avoir le temps d'afficher les bonnes valeurs, nous avons choisi un tempo de 1 seconde entre deux points enregistrés.

### 3.2.1.2. Modèle numérique

Afin d'étudier l'impact de la DBS sur le signal transmis dans une fibre SMF par simulation, nous avons utilisé le logiciel commercial « VPI transmission Maker ». Nous illustrons dans la Figure 47 le montage numérique que nous avons réalisé avec ce logiciel pour faire cette étude.

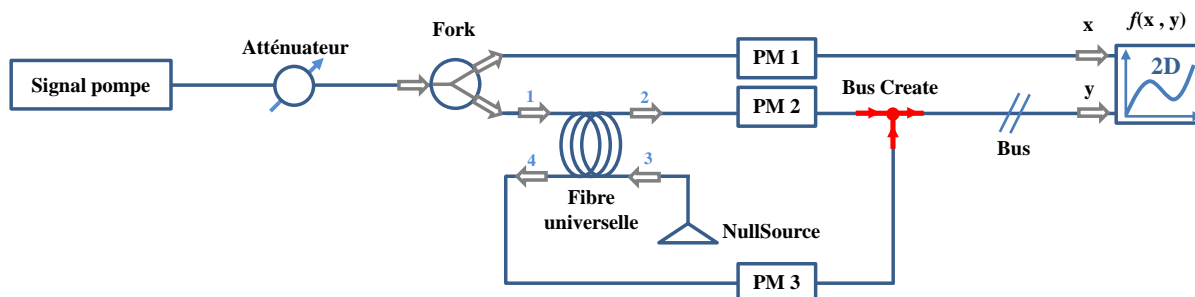


Figure 47 : Montage numérique de l'étude de la DBS dans une fibre optique.

Comme nous l'avons expliqué dans le montage expérimental, le but d'insérer un atténuateur dans la ligne de transmission est de faire varier la puissance provenant du signal pompe. Les valeurs de puissances en sortie de l'atténuateur sont calquées sur les deux sorties du module « Fork » pour mesurer la puissance en sortie de l'atténuateur ainsi que la puissance à l'entrée de fibre « 1 » sans diviser les puissances. Le module « Fibre universelle » englobe tous les paramètres qui caractérisent une fibre optique d'une manière générale (longueur de fibre, paramètres linéaires et non-linéaires,...) y compris la diffusion dans les fibres optiques. Les puissance-mètres « PM 1 », « PM 2 » et « PM 3 » mesurent simultanément la puissance à l'entrée de fibre, la puissance transmise et la puissance réfléchie respectivement. La puissance transmise « 2 » et la puissance rétrodiffusée « 4 » sont combinées en un seul vecteur « Bus » via le module « Bus Create ». L'ensemble des valeurs enregistrées par les puissance-mètres est tracé par le module « 2D ». Ce dernier trace les puissances transmise et réfléchie enregistrées par « PM 2 » et « PM 3 » en fonction de la puissance à l'entrée de fibre enregistrée par « PM 1 ».

### 3.2.2. Suppression de la DBS dans le cas d'une onde continue

Afin d'observer l'évolution spectrale des ondes Stokes, nous avons amplifié et injecté dans 2,1 km de fibre SMF le signal pompe provenant d'une diode continue à 1550 nm (Figure 45). Nous avons inséré l'atténuateur optique en sortie de l'EDFA pour faire varier la puissance du signal à l'entrée de fibre. Dans la Figure 48 nous comparons l'évolution expérimentale de la puissance transmise et rétrodiffusée, en fonction de la puissance à l'entrée de fibre, avec celle simulée numériquement par « VPI transmission Maker ».

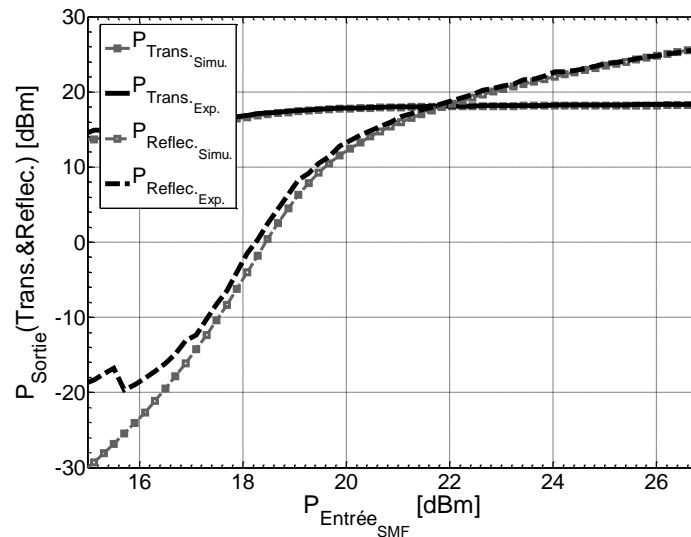


Figure 48 : Evolution de la puissance transmise et de la puissance réfléchie dans une fibre SMF de 2,1 km en fonction de la puissance à l'entrée de fibre. Résultats numériques et expérimentaux.

Le seuil Brillouin, dans notre étude, est la puissance à l'entrée de fibre lorsque la puissance transmise est devenue égale à la puissance rétrodiffusée, ce qui correspond graphiquement à l'intersection des deux courbes du signal transmis et du signal rétrodiffusé. Dans les résultats

numériques et expérimentaux illustrés dans la Figure 48, on note un excellent accord avec un seuil Brillouin est de 21,9 dBm. Nous remarquons aussi, que lorsque le signal réfléchi devient important, la puissance transmise sature à une puissance de 18,3 dBm. La Figure 49 illustre l'évolution spectrale expérimentale de l'onde Stokes (en gris) et de l'onde pompe (en noir) en fonction de la puissance à l'entrée de fibre.

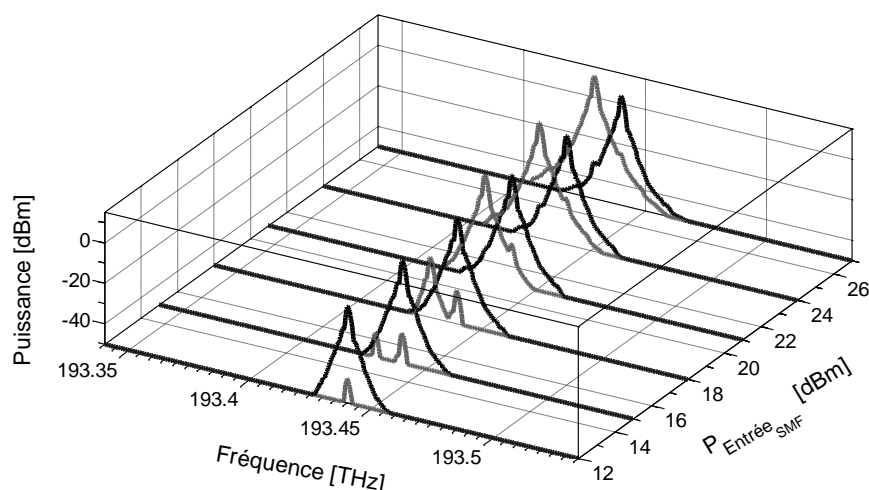


Figure 49 : Evolution expérimentale de la DBS dans une fibre SMF de 2,1 km à 1550 nm en fonction de la puissance à l'entrée de fibre.

Nous pouvons constater que l'augmentation de la puissance à l'entrée de fibre stimule de plus en plus l'effet Brillouin jusqu'à ce que l'onde Stokes s'amplifie brusquement et limite la puissance de sortie de l'onde pompe. Aussi, nous pouvons remarquer que l'amplification de l'onde Stokes est accompagnée d'un décalage vers les basses fréquences. Pour une puissance d'entrée de 27 dBm, le décalage Brillouin mesuré est de l'ordre de 11 GHz ce qui est cohérent avec le résultat théorique de l'équation (3.6).

Dans ces conditions, nous avons enregistré la raie Brillouin au seuil Brillouin via un analyseur de spectres électriques. Nous constatons des résultats illustrés dans la Figure 50 que la largeur spectrale Brillouin est approximativement de 10 MHz.

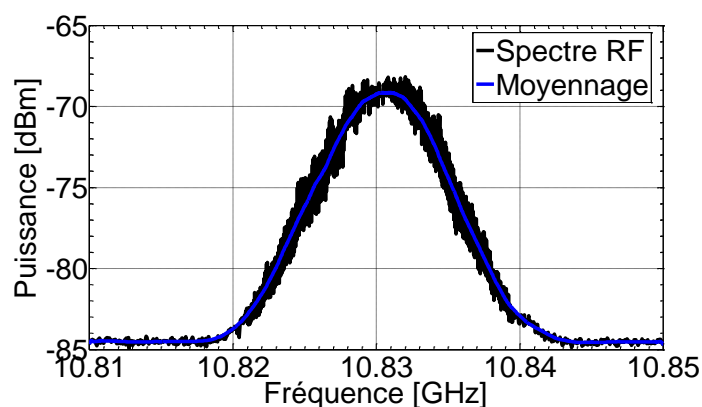


Figure 50 : Spectre de la raie Brillouin au seuil Brillouin dans une fibre SMF de 2,1 km à 1550 nm.

### 3.2.2.1. Suppression par modulateur de phase

La technique de suppression de la DBS dans les fibres optiques par modulateur de phase est largement adoptée dans le domaine des systèmes fibrés. Cette technique basée sur l'élargissement spectral du signal pompe est facile à intégrer dans l'architecture optique et efficace pour supprimer l'effet Brillouin dans la ligne fibrée de transmission. Dans le chapitre 2 nous avons intégré cette technique dans la source impulsionnelle fibrée. Cependant, en plus de la gigue temporelle des impulsions provoquée par la modulation de phase, l'intégration de ce composant dans l'architecture de la source augmente les pertes à l'entrée de l'amplificateur ce qui génère plus de bruit lié à l'émission spontanée ASE. Dans ce paragraphe, nous présentons l'étude de l'effet Brillouin en présence du modulateur de phase lors de la propagation d'un signal continu dans 2,1 km de fibre SMF pour comparer cette technique avec les autres méthodes de suppression de la DBS. La Figure 51 est une représentation schématique du montage expérimental de cette étude.

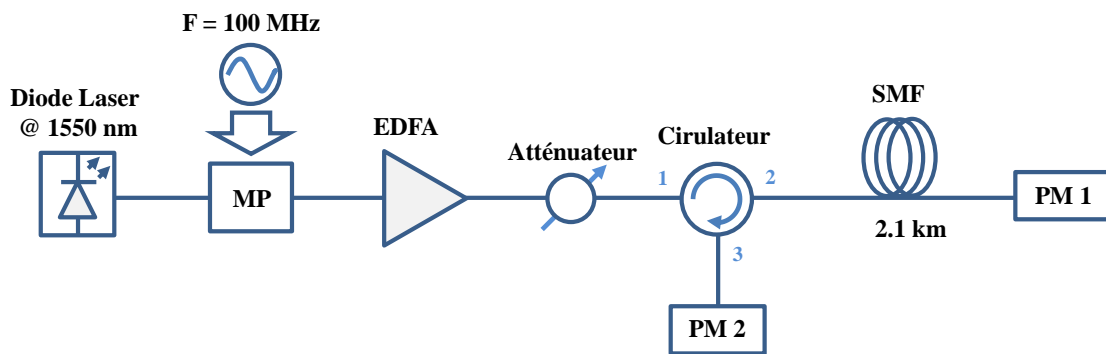


Figure 51 : Caractérisation de la méthode de suppression de la DBS par modulation de phase du signal pompe dans le cas d'une onde continue.

Le signal pompe dans notre étude est un laser continu à une longueur d'onde de 1550 nm ayant une largeur spectrale de 150 kHz. Le signal pompe est modulé en phase à une fréquence de 100 MHz et à une puissance RF de 28 dBm. Le signal en sortie du modulateur de phase est amplifié à 30 dBm par un amplificateur optique dopé Erbium EDFA et inséré dans la fibre SMF de 2,1 km. Comme dans le montage précédent (Figure 45), l'atténuateur optique et le circulateur optique sont mis en place afin d'enregistrer simultanément la puissance transmise et la puissance rétrodiffusée en fonction de la puissance à l'entrée de fibre.

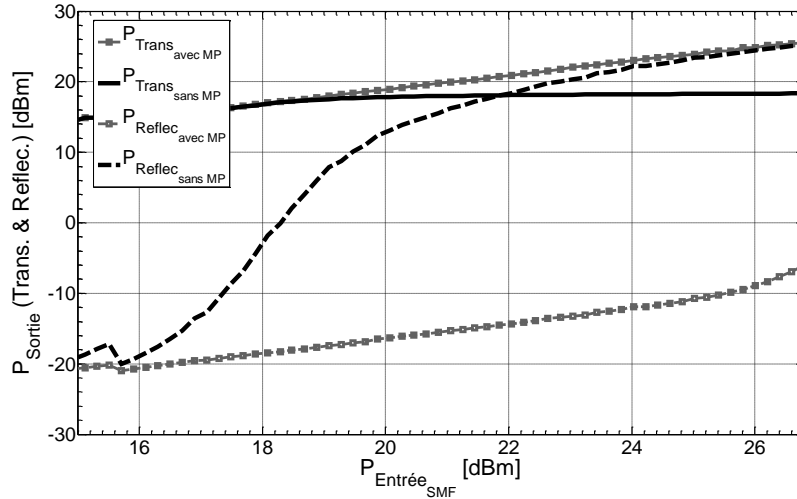


Figure 52 : Evolution des puissances transmises et réfléchies dans le cas d'une onde continue avec et sans modulateur de phase.

La comparaison des puissances transmises et réfléchies illustrée dans la Figure 52 montre qu'avec la modulation en phase du signal pompe, l'effet Brillouin est quasiment supprimé pour le cas d'une onde continue. Aussi, nous remarquons que le signal transmis ne sature pas au cours de sa propagation dans les 2,1 km de fibre.

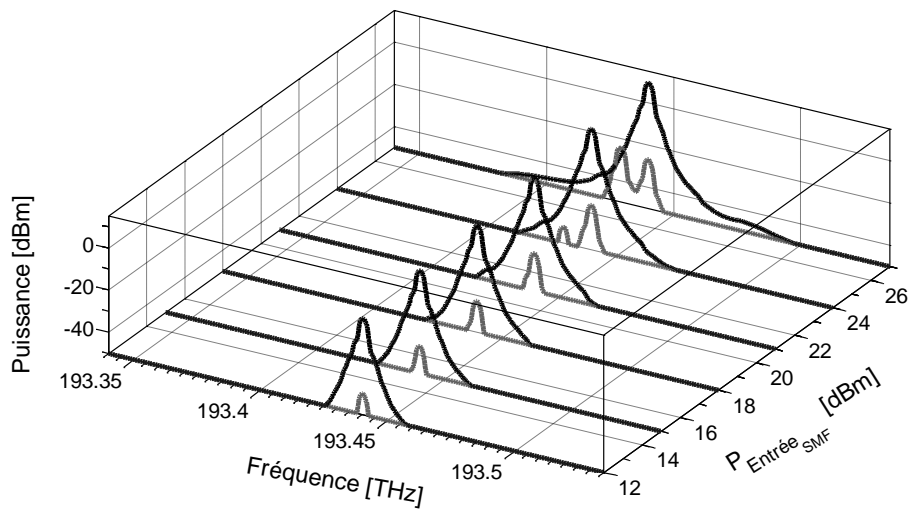


Figure 53 : Evolution de la DBS dans une fibre SMF de 2,1 km à 1550 nm, dans le cas d'un signal continu modulé en phase, en fonction de la puissance à l'entrée de fibre.

La Figure 53 présente le résultat de l'étude spectrale du signal transmis (en noir) et du signal rétrodiffusé (en gris) en fonction de la puissance à l'entrée de fibre en présence d'un modulateur de phase (voir la Figure 51). Nous remarquons de cette étude que l'onde Stokes est diminuée de plus de 30 dB par rapport aux résultats de la Figure 49 où nous n'utilisons pas la modulation de phase du signal pompe. Ces résultats sont en bon accord avec celles de la Figure 52 où l'effet Brillouin est quasiment supprimé.

### 3.2.2.2. Suppression par diode modulée en fréquence

L'injection d'un signal pompe modulé initialement en fréquence dans une fibre optique est l'une des techniques de suppression de la DBS. Ces diodes lasers sont commercialisées pour des applications en télécommunications optiques, et donc, elles existent dans la bande C entre 1530 nm et 1565 nm. Nous adoptons cette technique dans notre étude afin de la comparer avec les autres techniques de suppression de la DBS.

Dans le montage de la Figure 54, nous avons utilisé une diode laser de *Yenista* « **TLS** : *Tunable Laser Source* » accordable entre 1527,6 nm et 1565,5 nm, modulable en fréquence entre 0 et 1 GHz et d'une largeur spectrale de moins de 100 kHz.

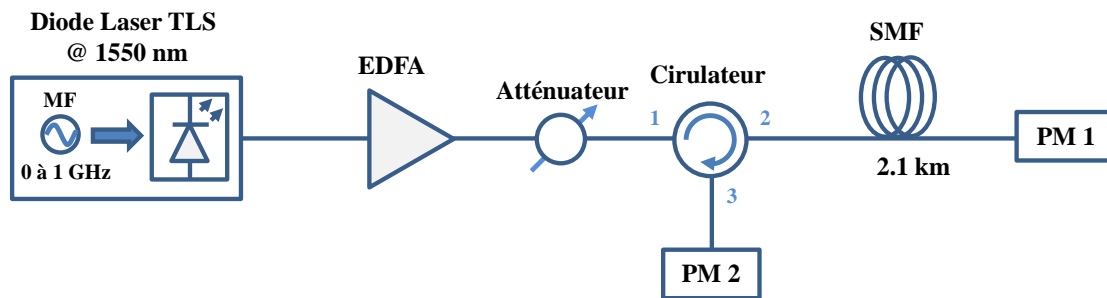


Figure 54 : Montage de l'étude Brillouin dans le cas de propagation d'un signal continu modulé en fréquence.

Dans un premier temps, le signal continu de la diode TLS est injecté sans modulation de sa fréquence. Le signal pompe est amplifié à 30 dBm (soit 1 W) et injecté dans les 2,1 km de la fibre SMF. L'atténuateur et le circulateur sont insérés à l'entrée de la fibre afin d'étudier la puissance transmise et la puissance rétrodiffusée en fonction de la puissance d'entrée de la fibre. Ensuite, nous varions la fréquence de modulation jusqu'à son maximum (soit 1 GHz).

Sur la Figure 55, nous présentons les résultats de cette étude en comparaison avec celles de la propagation d'un signal continu émis depuis une diode laser à semi-conducteur de type DFB (**DFB** : *Distributed Feedback Laser*), et aussi, d'un laser à cavité externe (**ECL** : *External Cavity Laser*).

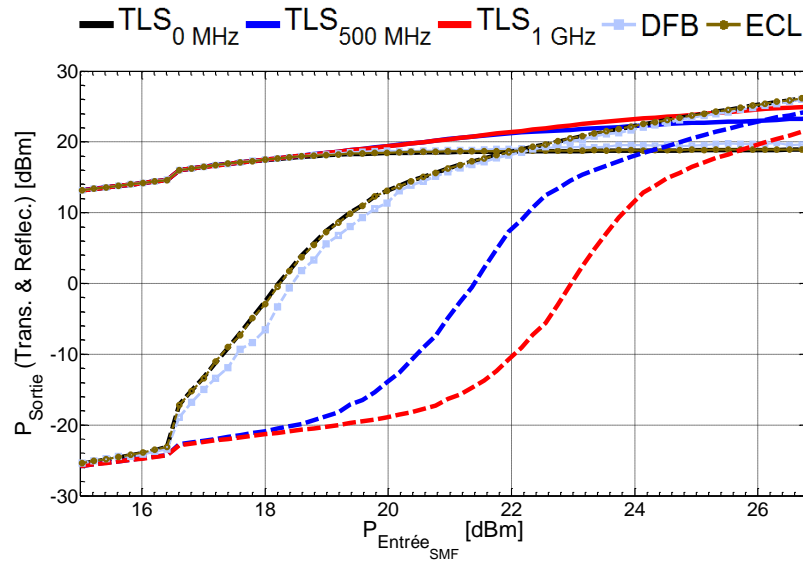


Figure 55 : Comparaison de la propagation d'un signal continu dans une fibre SMF de 2,1 km émis par différentes diodes lasers (TLS, DFB et ECL). Puissances transmises (ligne) et Puissances réfléchies (pointillé).

Les résultats illustrés dans la Figure 55 montrent qu'en absence de modulation de la porteuse le seuil Brillouin est de 21,9 dBm et la puissance transmise sature à 18,3 dBm. Ces résultats sont parfaitement identiques à ceux des diodes lasers DFB et ECL. Cependant, dès que la fréquence du TLS est modulée à 1 GHz, le seuil Brillouin augmente alors jusqu'à 5 dB avec une puissance transmise de 24,5 dBm.

### 3.2.2.3. Suppression par isolateurs optiques

#### 3.2.2.3.1. Etude de la position des isolateurs dans la fibre

Afin de supprimer la DBS par isolateurs optiques dans la fibre SMF, il est nécessaire de choisir judicieusement la position d'insertion de ces composants « passifs » dans la ligne de transmission. Pour cette raison, nous avons réalisé le montage de la Figure 56 pour étudier l'évolution de la DBS dans les 2,1 km fibre SMF.

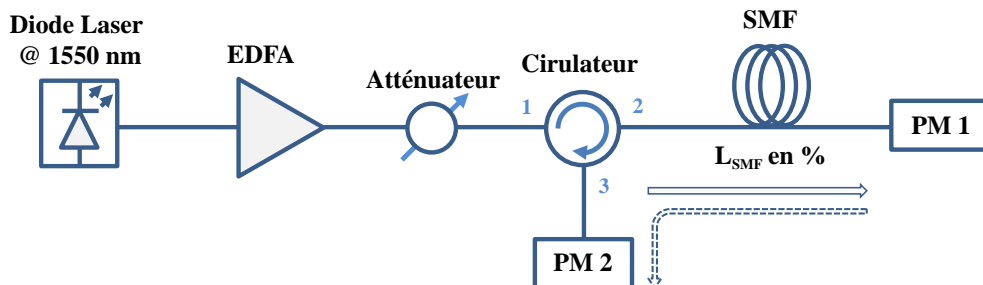


Figure 56 : Montage numérique de l'étude de la DBS dans une fibre optique.

Pour effectuer cette étude, nous avons réalisé des tronçons de fibres SMF de différentes longueurs. Les tronçons de fibres préparés sont de 280 m, 540 m, 670 m, 970 m, 1150 m,

1390 m, 1530 m et 1820 m, soit 15 %, 25 %, 33 %, 45 %, 55 %, 67 %, 75 % et 85 % par rapport à la longueur optimale de 2,1 km de fibre respectivement. Dans la figure ci-après (Figure 57-a) nous illustrons quelques résultats de cette étude.

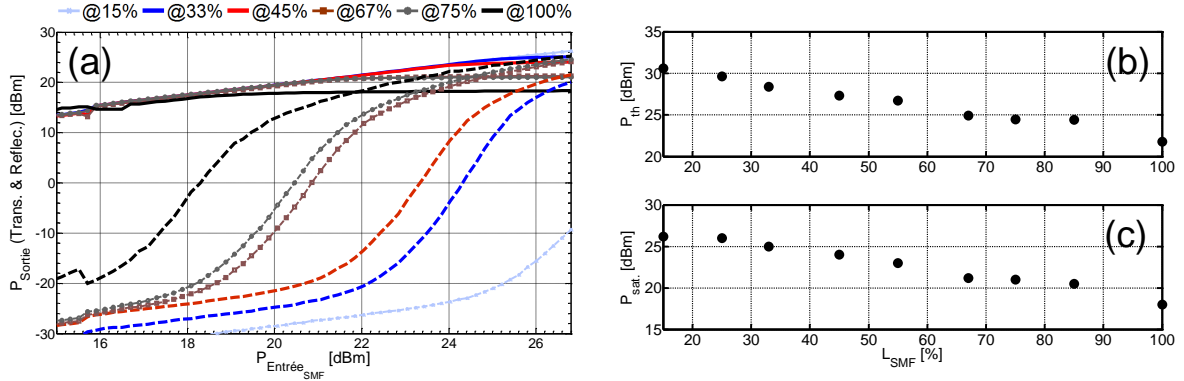


Figure 57 : Evolution de la DBS en fonction de la puissance à l'entrée de fibre SMF pour différentes longueurs de fibres (ici les longueurs de fibres sont exprimées en % des 2,1 km). (a) Evolution des puissances transmises (ligne) et réfléchies (pointillé) en fonction de la puissance d'entrée. Evolution (b) du seuil Brillouin et (c) de la saturation de la puissance transmise en fonction de longueur de fibre SMF.

Nous remarquons de ces deux figures ci-dessus que le seuil Brillouin diminue avec l'accroissement de la longueur de fibre (flèche en rouge), ce qui est évident au vue de l'équation (3.12) [28]. Nous pouvons observer cette évolution du seuil Brillouin dans la Figure 57-b en fonction de la longueur de fibre SMF (ici présentée en pourcentage par rapport à 2,1 km). La Figure 57-c présente l'évolution de saturation de la puissance transmise en fonction de la longueur de fibre. Ces deux figures montrent bien que lorsque le seuil Brillouin augmente, la saturation de la puissance transmise le suit en fonction de la longueur de fibre.

Nous rappelons que pour générer un train d'impulsions à 40 GHz par MFWM il faut transmettre un battement sinusoïdal à une puissance moyenne de 26 dBm dans 2,1 km. Cependant, les résultats de la Figure 57 montrent qu'à cette longueur de fibre, le seuil Brillouin est de 21,9 dBm et la puissance transmise sature à une puissance de 18,3 dBm ce qui empêche la compression du battement sinusoïdal. Mais pour des longueurs de fibre de moins de 1 km (soit 45 % des 2,1 km de fibre), le seuil Brillouin est au dessus de 27 dBm et la puissance transmise sature à une valeur au dessus de 23 dBm. Dans ces conditions l'insertion des isolateurs optiques à une longueur plus courte que 1 km de fibre SMF peut supprimer l'auto-stimulation de l'effet Brillouin.



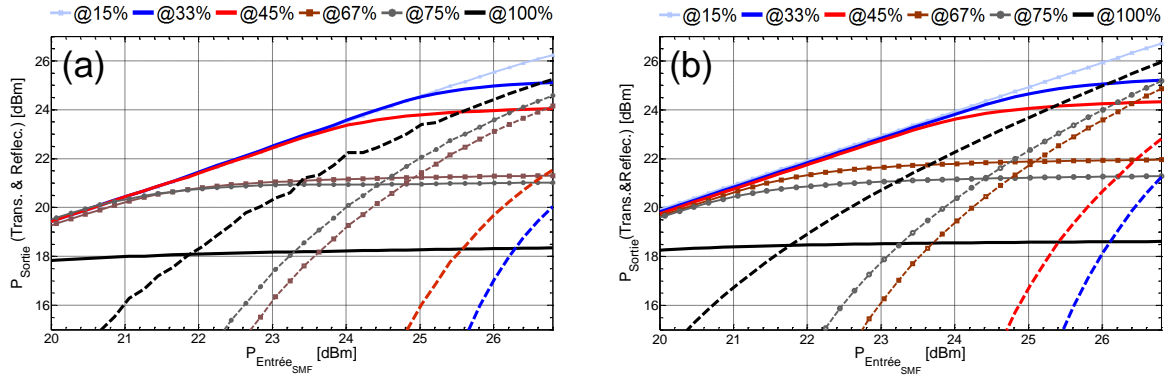


Figure 58 : Evolution expérimentale et numérique de la DBS en fonction de la puissance à l'entrée de fibre SMF pour différentes longueurs de fibres (ici les longueurs de fibres sont en % des 2,1 km). (a) expérimentale et (b) numérique. Puissances transmises (ligne) et puissances réfléchies (pointillé).

Concernant les résultats numériques de cette étude, obtenus par le logiciel VPI (Figure 58-b), ils sont en bon accord avec les résultats expérimentaux présentés dans la Figure 57 et Figure 58-a.

### 3.2.3. Suppression de la DBS dans le cas de la source impulsionnelle

#### 3.2.3.1. Répartition d'énergie spectrale

Dans le cas d'une onde continue, la diffusion Brillouin est stimulée à partir de la quantité d'énergie emmagasinée principalement dans la raie spectrale du signal pompe. Or, dans le cas d'une source d'impulsions picosecondes le profil spectral est plus large et composé de multiples subharmoniques, ce qui signifie que l'énergie transmise est répartie sur cette distribution spectrale. Dans notre étude, la génération d'un train d'impulsions picosecondes cadencé à 40 GHz est basée sur la compression non-linéaire par la technique du mélange à quatre ondes multiple « MFWM » [15, 15, 16]. Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre précédent, lorsque deux raies spectrales se propagent dans une fibre dispersive, des subharmoniques se créent au fur et à mesure de la propagation jusqu'à atteindre le point optimal où l'élargissement spectral est maximal (le maximum de compression temporelle). Dans la figure ci-après (Figure 59), nous illustrons l'étude numérique spectrale de la propagation de ces deux raies dans une fibre SMF de 4 km à une puissance moyenne d'entrée de 26 dBm.

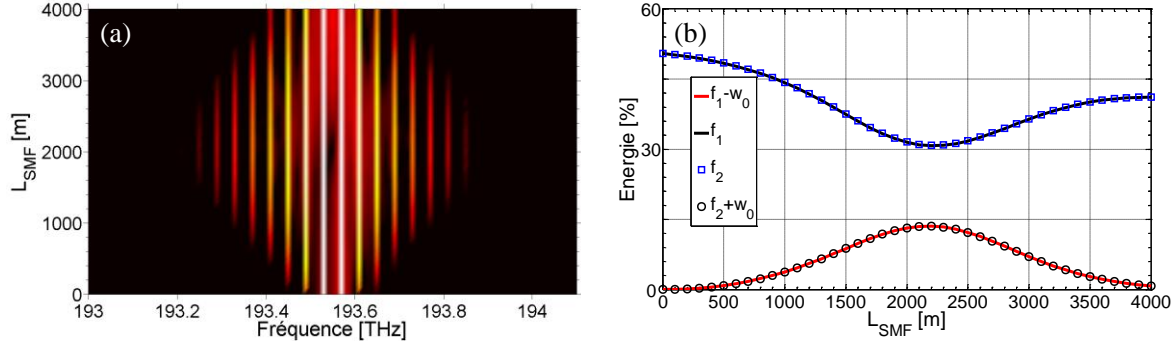


Figure 59 : Répartition de l'énergie spectrale durant la propagation d'un battement sinusoïdal dans une fibre SMF.

Comme nous pouvons le constater dans la Figure 59-a la propagation de deux raies spectrales dans la fibre SMF donne de plus en plus naissance à des subharmoniques jusqu'à 2,1 km, ensuite elles disparaissent petit à petit au-delà de cette longueur. Dans la Figure 59-b nous présentons la répartition de l'énergie spectrale des quatre harmoniques centrales. Nous remarquons bien que l'énergie des deux raies initiales se répartie pour créer les autres subharmoniques. Cette distribution spectrale diminue la stimulation de l'effet Brillouin vu que les subharmoniques à faible énergie ne vont pas contribuer à stimuler cet effet.

Afin de comparer expérimentalement la distribution spectrale du signal transmis et du signal réfléchi, nous avons repris le montage de la Figure 45 en injectant dans la fibre SMF de 2,1 km un battement sinusoïdal à 40 GHz. La Figure 60 superpose les spectres du signal transmis (en noir) et les spectres du signal rétrodiffusé (en gris) en fonction de la puissance du signal à l'entrée de fibre.

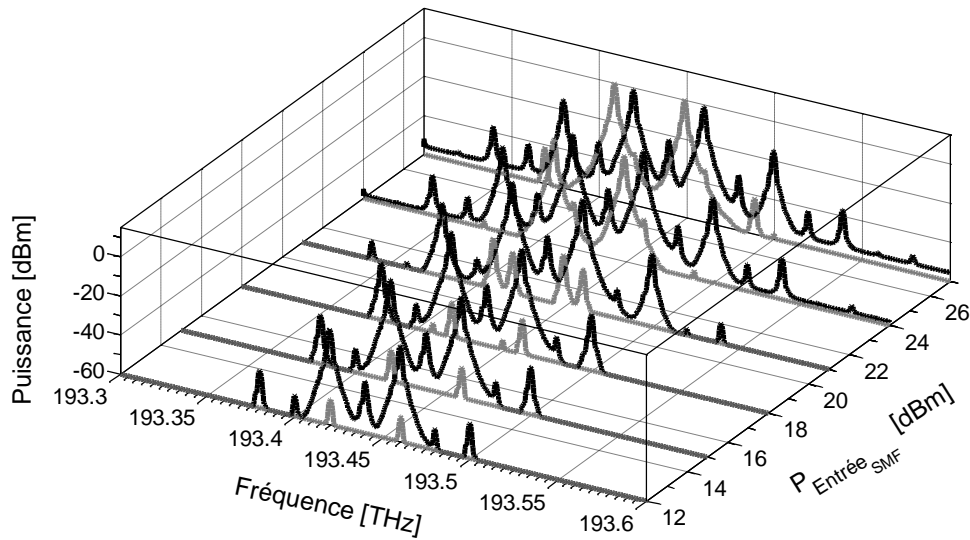


Figure 60 : Evolution spectrale d'un battement sinusoïdal à 40 GHz dans 2,1 km de fibre SMF en fonction de la puissance d'entrée en fibre. (En noir) signal transmis et (En gris) signal rétrodiffusé sans méthodes de suppression de la DBS.

Dans cette étude nous constatons que l'énergie des ondes Stokes a bien été répartie en fonction de la distribution spectrale du signal transmis. Cette répartition spectrale a augmenté

d'avantage le seuil Brillouin jusqu'à 25,7 dBm (soit une augmentation de 3,8 dB par rapport au cas continu) et la puissance transmise sature à 21,8 dBm au lieu de 18,3 dBm dans le cas continu (voir la Figure 61).

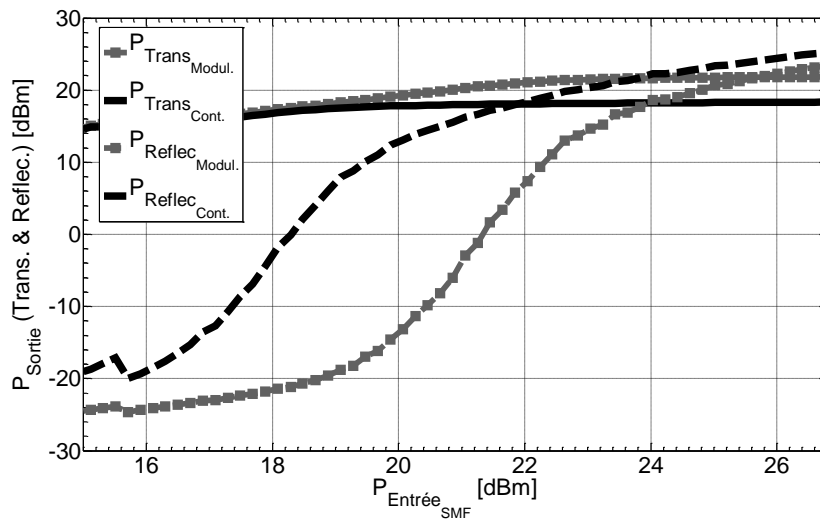


Figure 61 : Comparaison de l'évolution de la DBS dans 2.1 km de fibre SMF pour le cas d'un signal continu et d'un signal impulsionnel cadencé à 40 GHz.

### 3.2.3.2. Suppression par modulateur de phase

Afin de générer un battement sinusoïdal à 40 GHz nous avons repris la méthode du doublage de fréquence que nous avons présenté dans le chapitre précédent. La technique du doublage de fréquence consiste à moduler au point « zéro », du modulateur d'intensité « MI », un signal continu à 1550 nm avec un signal RF de 20 GHz. Le spectre en sortie du MI est, donc, composé de raies à 20 GHz et à 40 GHz. Le filtre optique est mis en place pour supprimer les subharmoniques à 20 GHz afin d'obtenir un battement sinusoïdal à 40 GHz le plus pur possible [15, 16]. Ce dernier est amplifié à 30 dBm par un amplificateur de type EDFA et injecté dans les 2,1 km de fibre SMF (voir le montage de la Figure 62). L'atténuateur et le circulateur sont mis en place dans cette architecture dans le but d'étudier l'évolution de la puissance transmise et la puissance réfléchie en fonction de la puissance à l'entrée de fibre. Nous plaçons en sortie du « MI » le modulateur de phase pour étudier l'impact de cette modulation sur la DBS dans la fibre.

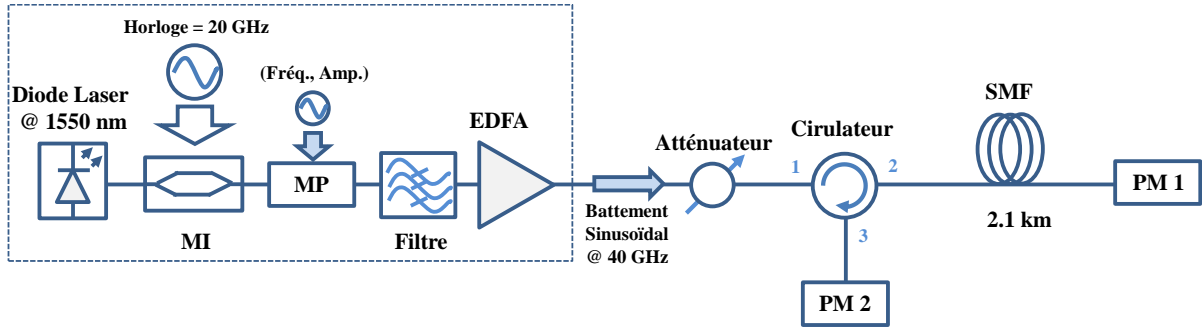


Figure 62 : Montage expérimental de suppression de la DBS avec le modulateur de phase.

Le modulateur de phase « MP » est piloté par un synthétiseur afin de varier la fréquence et l'amplitude de modulation. Dans la figure ci-après (Figure 63) nous présentons l'impact de ces deux paramètres du MP sur la propagation du signal dans les 2,1 km de fibre en fonction de la puissance à l'entrée de fibre.

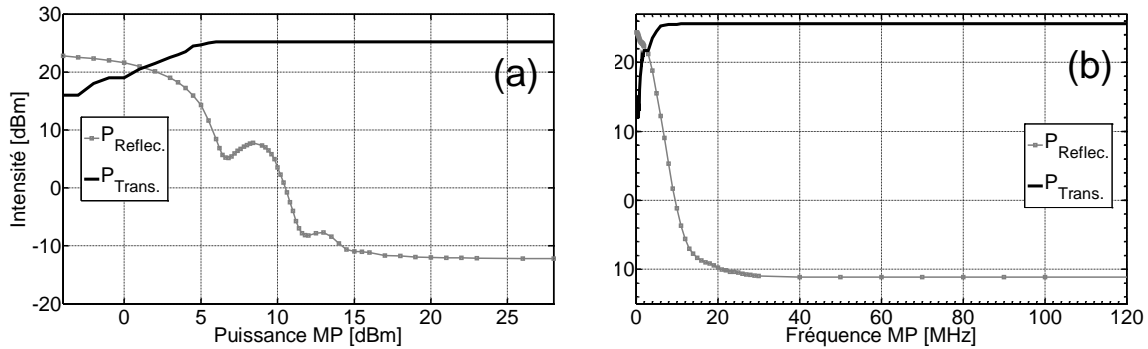


Figure 63 : Impact de la puissance et de la fréquence de modulation de phase sur le signal transmis dans la source d'impulsions à 40 GHz.

Dans la Figure 63-a nous fixons la fréquence de modulation à quelques dizaines de MHz et nous varions la puissance de modulation. Pour une puissance de plus de 15 dBm la puissance rétrodiffusée est quasiment nulle (moins de -10 dBm). Dans la Figure 63-b nous fixons la puissance du MP à 15 dBm et nous varions la fréquence de modulation. Nous constatons qu'à partir de 20 MHz la puissance rétrodiffusée est inférieure à -10 dBm, c'est-à-dire qu'à partir d'une fréquence de modulation supérieure à la largeur du gain Brillouin de 10 MHz (voir Figure 50) l'effet Brillouin peut être supprimé.

Pour une amplitude de 28 dBm et une fréquence de 100 MHz nous étudions l'évolution de la DBS dans les 2,1 km de fibre de cette source impulsionnelle à 40 GHz. Dans ces conditions, nous comparons dans la Figure 64 l'évolution de la DBS dans les 2,1 km avec et sans modulateur de phase.

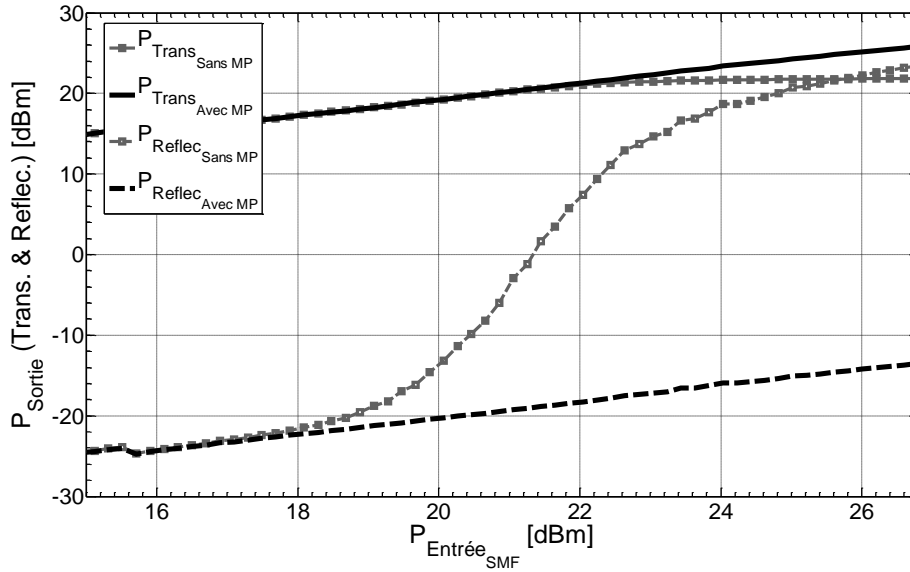


Figure 64 : Evolution de la DBS dans 2,1 km de fibre SMF dans le cas de la source impulsionnelle à 40 GHz sans modulateur de phase (en noir) et avec modulateur de phase (en gris).

Nous constatons dans cette étude que l'insertion du modulateur de phase dans l'architecture de la source a permis d'atténuer fortement l'impact de la DBS sur le signal transmis. Nous pouvons, aussi, observer ces résultats sur le profil temporel enregistré par l'Oscilloscope à Echantillonnage Optique « OSO » en sortie de fibre (voir Figure 65).

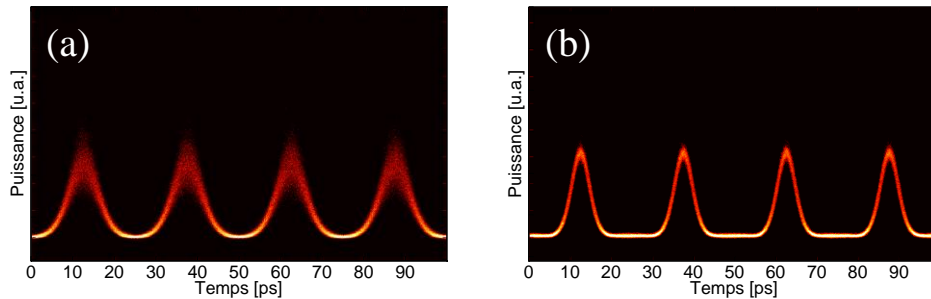


Figure 65 : Trains d'impulsions en sortie de la source impulsionnelle à 40 GHz. (a) Sans modulateur de phase et (b) avec modulateur de phase.

Nous remarquons sur la Figure 65-a, pour laquelle nous n'utilisons pas de technique de suppression, que la DBS a fortement dégradé le signal transmis, la distorsion du signal en sortie est accompagnée par une gigue d'amplitude. Cependant, lorsque nous avons mis en place le MP dans l'architecture de la source, l'effet Brillouin est quasiment supprimé, et donc, la totalité de la puissance d'entrée se propage dans la fibre ce qui permet la compression du battement sinusoïdal pour obtenir des impulsions gaussiennes de 5 ps en largeur totale à mi-hauteur avec une gigue temporelle de 250 fs.

### 3.2.3.3. Suppression par diode modulée en fréquence

Comme nous l'avons vu précédemment, l'utilisation d'une diode modulée en fréquence est aussi une technique de suppression de l'effet Brillouin. Nous avons remarqué que cette technique est l'une des techniques qui nous a permis d'augmenter le seuil Brillouin dans le cas d'une onde continue. Nous étudions cette fois-ci l'impact de la diode TLS sur la suppression de la DBS dans le cas de la source impulsionnelle à 40 GHz.

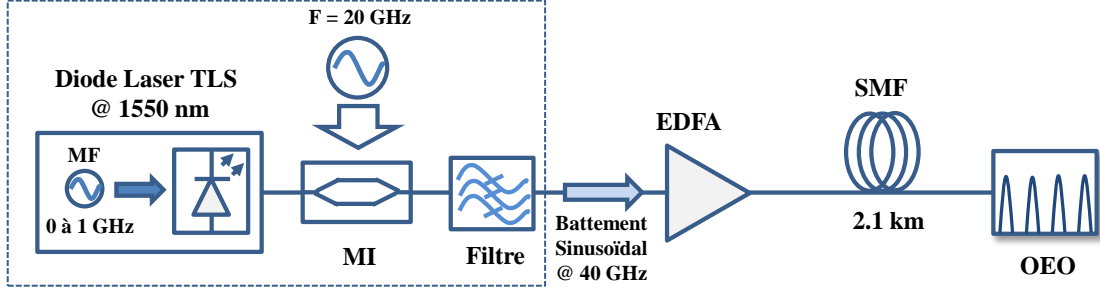


Figure 66 : Montage de la suppression de la DBS par une diode modulée en fréquence « TLS » dans une source impulsionnelle cadencée à 40 GHz.

Dans le montage de la Figure 66, nous avons modulé en intensité le signal continu provenant de la diode laser TLS pour générer un batttement sinusoïdal à 40 GHz (Figure 67-a) par la même technique que nous avons citée précédemment (technique du doublage de fréquence). Le signal en sortie est amplifié à 26 dBm par l'amplificateur EDFA et injecté dans les 2,1 km de fibre SMF afin de générer un train d'impulsions cadencé à 40 GHz par la technique du MFWM. Ensuite nous varions la fréquence de modulation de la diode TLS afin de supprimer l'impact de l'effet Brillouin sur la source d'impulsions dans ces conditions. Les profils temporels sont enregistrés par l'Oscilloscope à Échantillonnage Optique « OSO ».

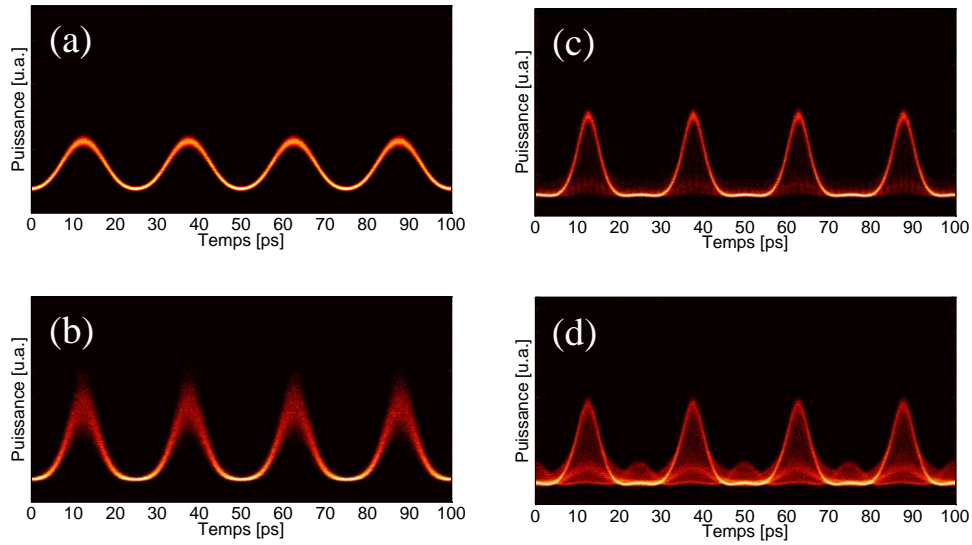


Figure 67 : Profils temporels enregistrés par l'OSO dans le cas du montage de la Figure 66. (a) Batttement sinusoïdal à 40 GHz à l'entrée de fibre SMF, (b) le signal en sortie de fibre sans utiliser les techniques de suppression de la DBS. Signal en sortie de fibre dans le cas de TLS modulée en fréquence à 1 GHz (c) et à 400 MHz (d).

Nous remarquons dans cette étude que dans le cas où nous n'utilisons pas de technique de suppression, l'effet Brillouin dégrade le signal en sortie par la création d'une gigue d'amplitude sur le train d'impulsions généré (Figure 67-b). Or, lorsque nous avons utilisé la diode laser TLS, la gigue disparaît lorsque l'on augmente la fréquence de modulation de la diode (Figure 67-c et Figure 67-d). Cependant, cette technique cause à faible fréquence de modulation une instabilité temporelle du signal ce qui explique les impulsions « fantômes » qui apparaissent sur la Figure 67-c et la Figure 67-d. Nous constatons que grâce à cette technique nous avons pu supprimer la DBS. Cependant, elle n'est pas la bonne solution pour générer des trains d'impulsions stables et de bonne qualité.

### 3.2.3.4. Suppression par isolateurs optiques

L'insertion d'isolateurs optiques dans la ligne de transmission empêche le retour de la lumière dans la fibre à l'endroit où ils sont insérés. Dans la Figure 57, nous avons présenté l'évolution de la DBS dans les tronçons de fibre SMF dans le cas d'une onde continue. Nous avons montré que pour des longueurs de fibre de moins de 1 km le signal transmis sature à une puissance supérieure à 23 dBm. Cependant, grâce à la répartition d'énergie d'un battement sinusoïdal au cours de sa propagation le seuil de saturation de la puissance transmise augmente. Dans le cas où un battement sinusoïdal à 40 GHz se propage dans 2,1 km de fibre cette augmentation est calculée 3,4 dB par rapport au cas de propagation d'un signal continu (voir Figure 61). En effet, dans notre étude, pour générer un train d'impulsions picosecondes cadencé à 40 GHz il est nécessaire de transmettre dans la fibre une puissance moyenne de 26 dBm. Nous pouvons donc constater que l'insertion d'un isolateur à une longueur de fibre de moins de 1 km va nous permettre d'augmenter le seuil Brillouin en gardant suffisamment de puissance pour générer un train d'impulsions.

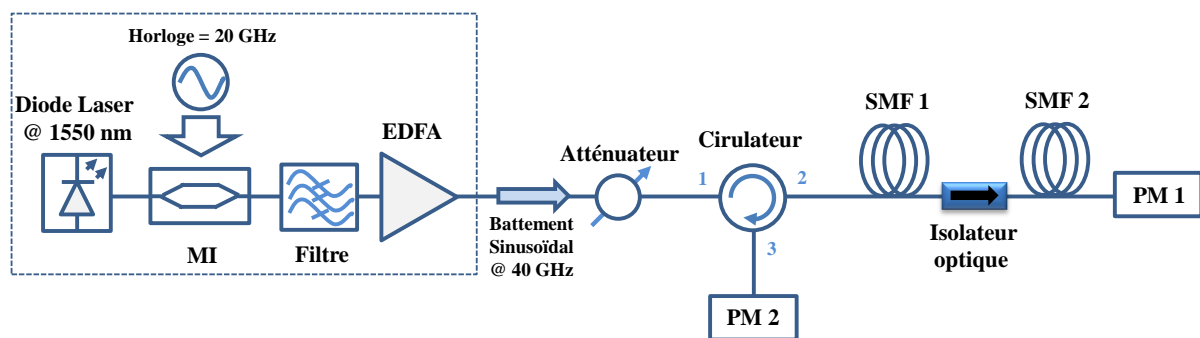


Figure 68 : Montage expérimental de l'étude de la DBS dans la source d'impulsions à 40 GHz avec insertion d'isolateur optique ( $L_{SMF1} + L_{SMF2} = 2,1$  km).

Nous injectons dans deux tronçons de fibre (SMF 1 et SMF 2) un battement sinusoïdal à 40 GHz et amplifié à 30 dBm par l'EDFA. Nous insérons entre les deux tronçons de fibre un isolateur optique (voir la Figure 68), la longueur du premier tronçon « SMF 1 » ne doit pas dépasser 1 km pour une longueur totale de 2,1 km (SMF 1 + SMF 2). Dans un premier temps, les longueurs des deux tronçons de fibre SMF 1 et SMF 2 sont de 670 m et de 1390 m respectivement (soit 33% et 67 % des 2,1 km de fibre respectivement). Ensuite, nous étudions l'évolution de la puissance transmise et de la puissance réfléchie en fonction du signal à



l'entrée de la fibre SMF 1. Nous comparons les résultats de cette étude avec ceux d'une autre combinaison de fibre, SMF 1 et SMF 2, de 970 m et de 1150 m respectivement (soit 45% et 55% des 2,1 km de fibre respectivement).

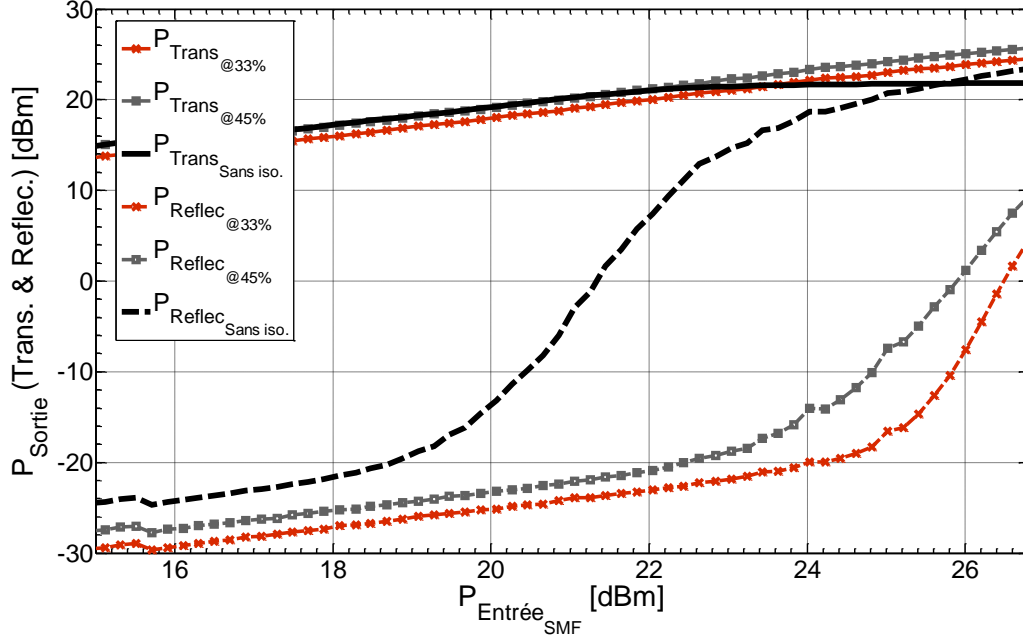


Figure 69 : Evolution de la DBS dans 2,1 km de fibre SMF de la source d'impulsions à 40 GHz avec insertion d'un isolateur dans la fibre.

Les résultats de cette étude, illustrés dans la Figure 69, montrent que l'insertion d'un isolateur optique dans la ligne de transmission a permis d'augmenter les puissances transmises de 2,7 dB et de 3,9 dB respectivement dans le cas où l'isolateur est placé après 33% et après 45% des 2,1 km (une augmentation du seuil Brillouin évaluée de plus de 4,5 dB) par rapport au cas où nous n'utilisons pas des techniques de suppression de la DBS. Notons que les puissances mesurées par le puissance-mètre « PM 2 » sont les puissances rétrodiffusées seulement dans le premier tronçon de fibre (SMF 1) car l'isolateur a une isolation de 50 dB, et donc, empêche le retour de la puissance rétrodiffusée provenant du deuxième tronçon de fibre « SMF 2 ».

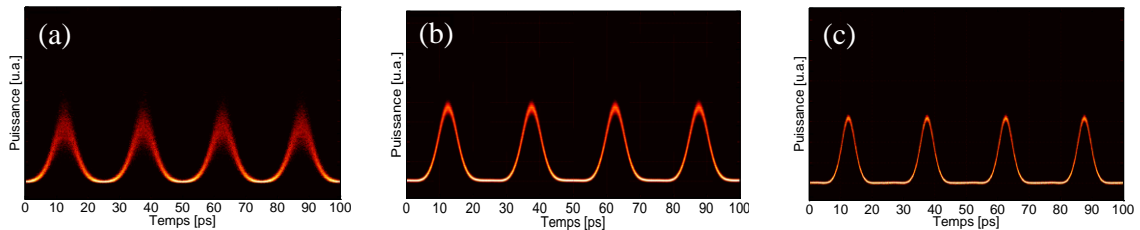


Figure 70 : Profils temporels des trains d'impulsions cadencées à 40 GHz. (a) Sans méthodes de suppression de la DBS, (b) avec insertion d'un isolateur après 33% des 2,1 km de fibre SMF et (c) avec insertion d'un isolateur après 45% de fibre.



Nous comparons dans la Figure 70 les profils temporels enregistrés par l'OSO en sortie de la fibre SMF 2 avec et sans insertion d'isolateur optique. L'insertion d'un isolateur après 33% et après 45% des 2,1 km de fibre nous a permis d'obtenir des impulsions gaussiennes de faibles giges temporelle et d'amplitude (Figure 70-b et Figure 70-c respectivement) par rapport à la Figure 70-a où nous n'utilisons pas de technique de suppression de la DBS. Pour le cas de l'insertion de l'isolateur après 45% de fibre, le train d'impulsions en sortie de fibre est très stable avec une gigue temporelle de moins de 130 fs pour des impulsions d'une largeur totale à mi-hauteur de 5 ps (avec une gigue d'appareil  $< 50$  fs). L'insertion de l'isolateur après 33% de fibre, quant à elle, permet d'obtenir des impulsions avec une gigue d'amplitude et une gigue temporelle de 160 fs pour des impulsions d'une largeur totale à mi-hauteur de 6,3 ps (Figure 70-b). Nous pouvons constater de ces résultats que l'insertion de l'isolateur à 33% de fibre nous a permis de baisser l'effet Brillouin dans les 2,1 km de fibre par contre les ondes Stokes dans le deuxième tronçon (SMF 2) sont suffisantes pour limiter la puissance transmise à 24,5 dBm, et donc, de s'éloigner de la puissance optimale de la compression temporelle. Pour cette raison, nous avons ajouté un deuxième isolateur au second tronçon de fibre.

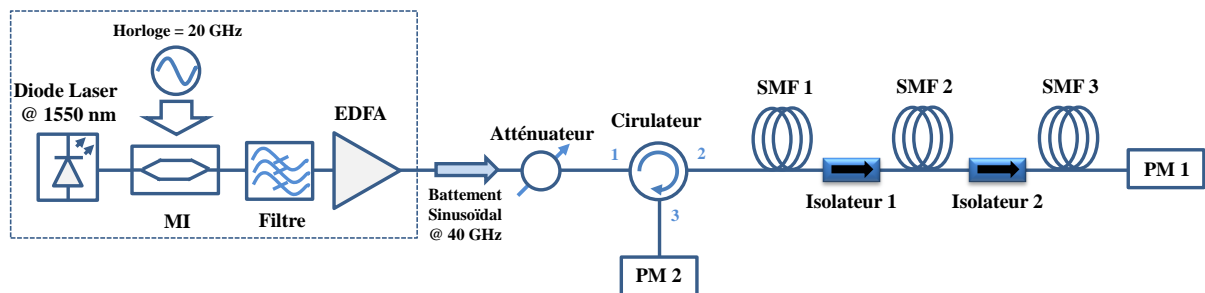


Figure 71 : Montage expérimental de l'étude de la DBS dans la source s'impulsions à 40 GHz avec insertion de deux isolateurs optiques.

Nous reprenons le même montage de la Figure 68 mais cette fois-ci nous insérons deux isolateurs optiques à 33% et à 67% des 2,1 km de fibre. Ensuite nous étudions l'évolution de la DBS dans la totalité de fibre. Dans la Figure 72, nous comparons les résultats de cette étude avec celle d'un isolateur inséré après les 33% de fibre.

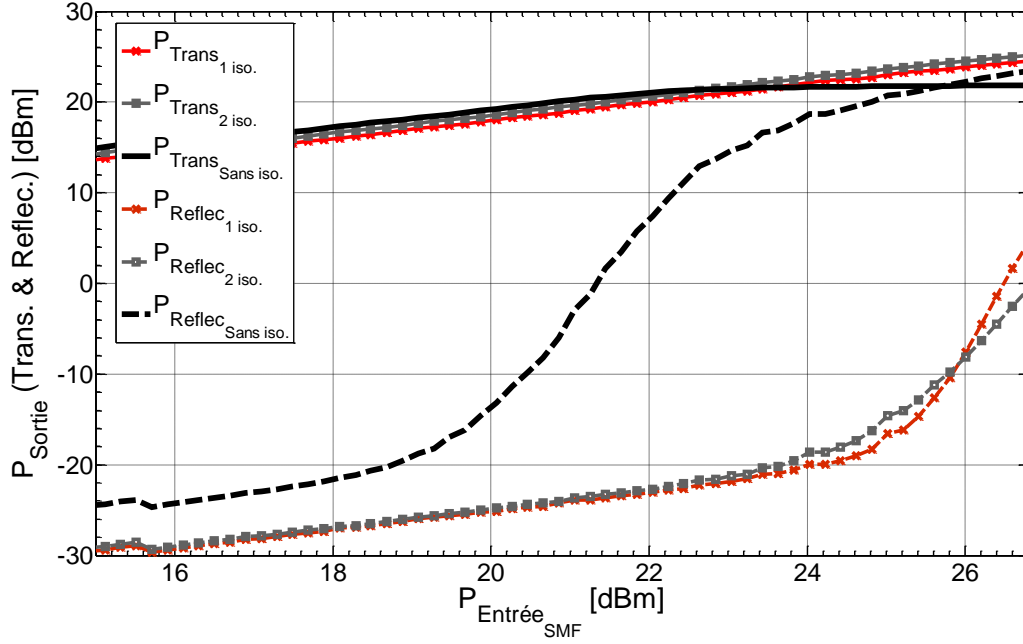


Figure 72 : Evolution de la DBS dans 2,1 km de fibre SMF de la source d'impulsions à 40 GHz avec insertion de 1 et 2 isolateurs dans la fibre.

Nous constatons sur la Figure 72 que malgré les pertes d'insertion d'un deuxième isolateur dans les 2,1 km de fibre, la puissance transmise du signal est augmentée de 0,7 dB, soit de 25,2 dBm. Cette légère augmentation de la puissance transmise permet d'améliorer la qualité des trains d'impulsions générées. Dans la Figure 73-b, lorsque nous avons inséré un seul isolateur après 33 % de la longueur totale de fibre, les impulsions générées en sortie de l'étage de compression présentent une légère gigue temporelle de 160 fs pour des impulsions de 6,3 ps. Or, l'insertion d'un deuxième isolateur après 67 % de fibre (Figure 73-c) a permis d'obtenir des impulsions gaussiennes plus stables avec une gigue temporelle de moins de 130 fs pour des impulsions de 5 ps.

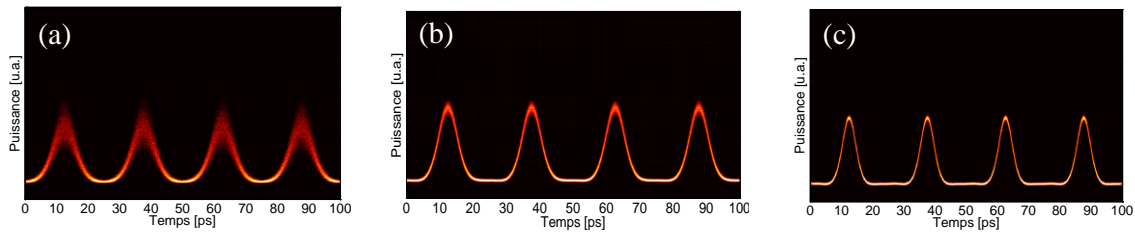


Figure 73 : Profils temporels des trains d'impulsions cadencées à 40 GHz. (a) Sans méthodes de suppression de la DBS, (b) avec insertion d'un seul isolateur à 33% des 2,1 km de fibre SMF et (c) avec insertion de deux isolateurs à 33% et 67% des 2,1 km de fibre SMF respectivement.

### 3.2.3.5. Comparaison des résultats

Nous comparons dans ce paragraphe les principales techniques de suppression de la DBS que nous avons adoptées pour générer une source d'impulsions picosecondes, cadencée à 40 GHz, stable et de haute qualité. Nous récapitulons dans la Figure 74 l'évolution de la DBS dans la fibre de 2,1 km de fibre pour le cas d'un signal sinusoïdal à 40 GHz avec et sans technique de suppression de l'effet Brillouin.

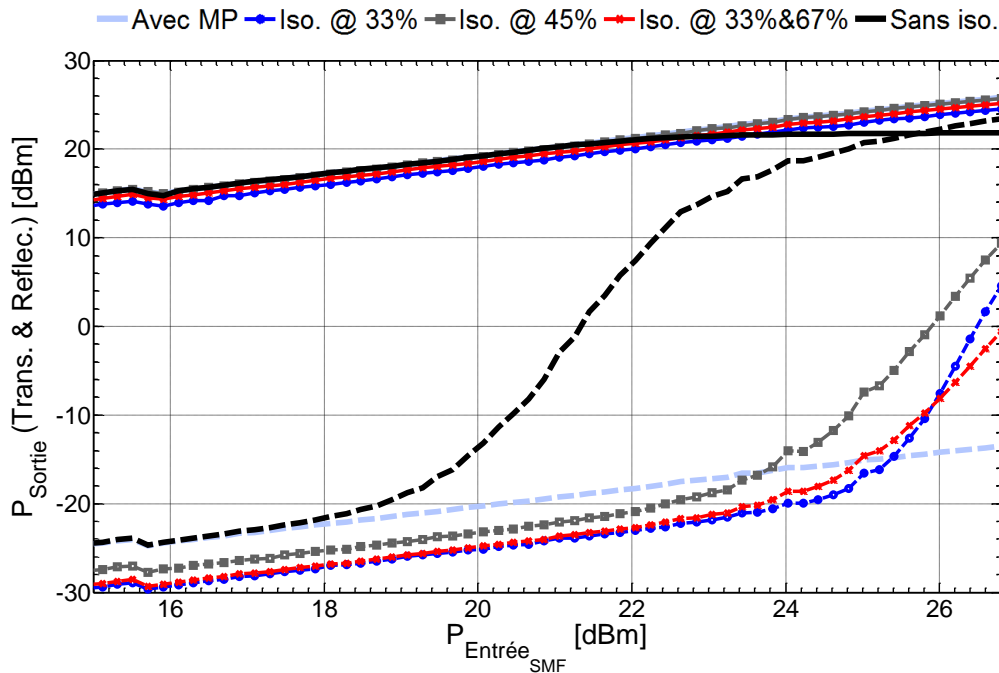


Figure 74 : Comparaison de l'évolution de la DBS dans 2,1 km de fibre SMF de la source d'impulsions à 40 GHz avec les techniques de suppression de la DBS par modulateur de phase et par isolateurs optiques. Puissances transmises (ligne) et puissances réfléchies (pointillé).

Avec la technique du modulateur de phase l'effet Brillouin est quasiment supprimé grâce à l'élargissement spectral du signal pompe, mais la fluctuation de cette modulation est transférée au signal transmis à cause de la dispersion de la fibre. Il est possible de minimiser cette gigue temporelle par une pré-compensation de dispersion par l'insertion d'un tronçon de fibre DCF à l'entrée de l'EDFA, mais cette gigue ne peut pas être moins de 250 fs pour des impulsions de 5 ps à cause des pertes supplémentaires du modulateur de phase et de la fibre DCF à l'entrée de l'amplificateur (voir la Figure 75-c).

L'insertion des isolateurs dans une fibre SMF est une technique qui limite l'autostimulation de la DBS mais le choix de la position d'insertion de ces composants passifs dépend de la longueur de fibre et de la nature du signal transmis. Dans les 2,1 km de fibre SMF de l'architecture de la source d'impulsions, l'insertion d'un seul isolateur après 45% de cette longueur de fibre nous a permis d'obtenir des impulsions ultra-stables et de bonne qualité temporelle. L'insertion de deux isolateurs à 33% et à 67% nous a permis d'obtenir le même résultat que dans le premier cas (un seul isolateur à 45 % de fibre). En effet, l'augmentation du nombre d'isolateurs dans la ligne de transmission n'augmente pas

d'avantage la qualité de ces impulsions (voir Figure 75-e et Figure 75-f), voire même la dégrader si les pertes des isolateurs sont grandes.

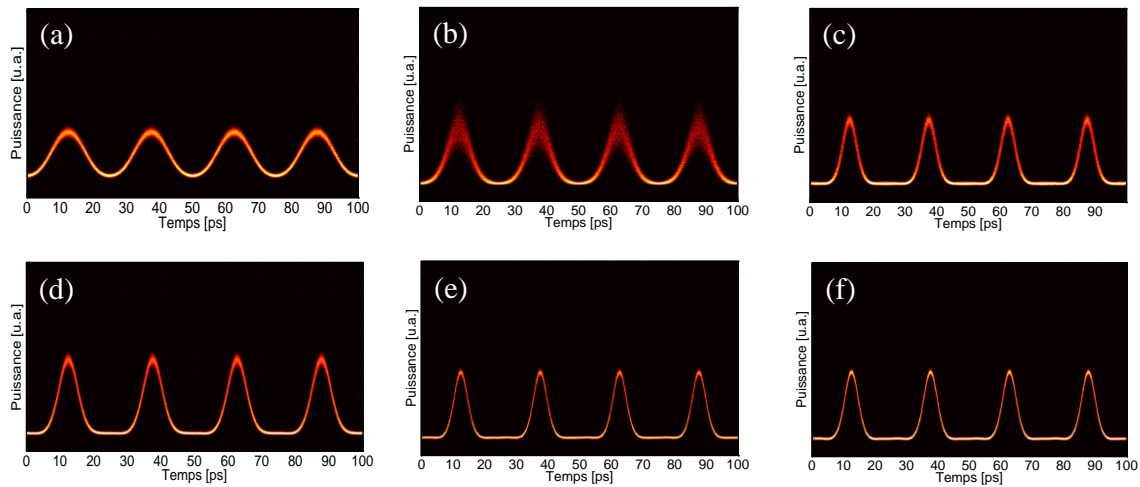


Figure 75 : Profils temporels des trains d'impulsions cadencées à 40 GHz. (a) Battement sinusoïdal à l'entrée de la fibre SMF, (b) Train d'impulsions en sortie de la fibre sans méthode de suppression de la DBS, (c) avec utilisation du modulateur de phase, (d) avec insertion d'un seul isolateur à 33% des 2,1 km de fibre SMF, (e) avec insertion d'un seul isolateur à 45% des 2,1 km de fibre SMF et (f) avec insertion de deux isolateurs à 33% et 67% des 2,1 km de fibre SMF respectivement.

### 3.3. Conclusion du chapitre

La Diffusion Brillouin Stimulée « DBS » est un phénomène indésirable dans beaucoup de domaines, notamment dans les télécommunications optiques. La génération d'une source d'impulsions picosecondes cadencée à des dizaines de GHz nécessite une haute qualité impulsionnelle et une bonne stabilité temporelle. Cependant, la génération de ce type de sources, par la technique du mélange à quatre ondes multiples MFWM, nécessite une puissance d'entrée de fibre suffisamment élevée pour satisfaire les conditions de compression. Une telle puissance provoque la génération de la DBS qui limite, par la suite, la puissance transmise et le signal généré est ainsi dégradé.

L'utilisation d'un modulateur de phase, est l'une des meilleures techniques de suppression de cet effet dans les fibres optiques. Cependant, cette technique engendre une gigue temporelle sur les impulsions générées aussi, elle reste une technique plus onéreuse à mettre en œuvre et peut être problématique pour des applications liées à la phase. L'insertion d'un seul isolateur optique dans la fibre de la source est une technique qui a montré son efficacité dans la diminution d'autostimulation de la DBS. Par conséquent, elle permet d'obtenir des impulsions ultra-stables, de bonnes qualités et à faible coût.



### 3.4. Références du chapitre 3

- [1] K. S. Abedin. "Single-frequency Brillouin lasing using single-mode As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fiber". *Opt. Express*, 14(9):4037–4042, 2006.
- [2] K. S. Abedin. "Stimulated Brillouin scattering in single-mode tellurite glass fiber". *Opt. Express*, 14(24):11766–11772, 2006.
- [3] G. P. Agrawal. "Nonlinear fiber optics". 4th edition, 2006.
- [4] Y. Aoki, K. Tajima, and I. Mito. "Input power limits of single-mode optical fibers due to stimulated Brillouin scattering in optical communication systems". *J. Light. Technol.*, 6(5):710–719, 1988.
- [5] P. Bayvel and P. M. Radmore. "Solutions of the SBS equations in single mode optical fibres and implications for fibre transmission systems". *Elec. lett.*, 26(7):434–436, 1990.
- [6] J.-C. Beugnot. "La diffusion Brillouin dans les fibres optiques microstructurées". These, Université de Franche-Comté, December 2007.
- [7] E. L. Buckland and R. W. Boyd. "Electrostrictive contribution to the intensity-dependent refractive index of optical fibers". *Opt. Lett.*, 21(15):1117–1119, 1996.
- [8] E. L. Buckland and R.W. Boyd. "Measurement of the frequency response of the electrostrictive nonlinearity in optical fibers". *Opt. Lett.*, 22(10):676–678, 1997.
- [9] J. M. Chavez Boggio, J. D. Marconi, and H. L. Fragnito. "Experimental and Numerical Investigation of the SBS-Threshold Increase in an Optical Fiber by Applying Strain Distributions". *J. Light. Technol.*, 23(11):3808, 2005.
- [10] W. Chen and Z. Meng. "Effects of phase modulation used for SBS suppression on phase noise in an optical fibre". *J. of Phy. B: Atom. Mol. and Opt. Phy.*, 44(16):165402, 2011.
- [11] S. Coen and M. Haelterman. "Continuous-wave ultrahigh-repetition-rate pulse-train generation through modulational instability in a passive fiber cavity". *Opt. lett.*, 26(1):39–41, 2001.
- [12] E. M. Dianov, A. V. Luchnikov, and A. N. Pilipetskii, A. N. and Starodumov. "Electrostriction mechanism of soliton interaction in optical fibers". *Opt. Lett.*, 15(6):314–316, 1990.
- [13] P.D. Dragic. "Brillouin Gain Reduction Via B<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Doping". *J. Light. Technol.*, 29(7):967–973, 2011.
- [14] A. Durecu-Legrand, A. Mussot, C. Simonneau, D. Bayart, T. Sylvestre, E. Lantz, and H. Maillotte. "Impact of pump phase modulation on system performance of fibre-optical parametric amplifiers". *Elec. Lett.*, 41(6):350–352, 2005.

- [15] I. El Mansouri, J. Fatome, C. Finot, M. Lintz, and S. Pitois. "All-fibered high-quality stable 20-and 40-GHz picosecond pulse generators for 160-Gb/s OTDM applications". *Phot. Technol. Lett., IEEE*, 23(20):1487–1489, 2011.
- [16] I. El Mansouri, J. Fatome, S. Pitois, C. Finot, and M. Lintz. "All-Fibered High-Quality 20-GHz and 40-GHz Picosecond Pulse Generator". In *European Conference and Exposition on Optical Communications*, page We.10.P1.13. Optical Society of America, 2011.
- [17] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. "20-GHz-to-1-THz repetition rate pulse sources based on multiple four-wave mixing in optical fibers". *J. Quantum Elec., IEEE*, 42(10):1038–1046, 2006.
- [18] A. Fellegara, A. Melloni, and M. Martinelli. "Measurement of the frequency response induced by electrostriction in optical fibers". *Opt. Lett.*, 22(21):1615–1617, 1997.
- [19] M. F. Ferreira. "Nonlinear effects in optical fibers", volume 2. Wiley. com, 2011.
- [20] L. Grüner-Nielsen, S. Dasgupta, M. D. Mermelstein, D. Jakobsen, S. Herstrøm, M. E.V. Pedersen, E. L. Lim, S. Alam, F. Parmigiani, and D. Richardson. "A silica based highly nonlinear fibre with improved threshold for stimulated Brillouin scattering". *European Conference and Exhibition on Optical Communication*, 4, 2010.
- [21] L. Grüner-Nielsen, D. Jakobsen, S. Herstrøm, B. Pálsdóttir, S. Dasgupta, D. Richardson, C. Lundström, S. L. Olsson, and P. A. Andrekson. "Brillouin Suppressed Highly Nonlinear Fibers". In *European Conference and Exhibition on Optical Communication*, page We.1.F.1, 2012.
- [22] J. Hansryd, F. Dross, M. Westlund, P. A. Andrekson, and S. N. Knudsen. "Increase of the SBS Threshold in a Short Highly Nonlinear Fiber by Applying a Temperature Distribution". *J. Light. Technol.*, 19(11):1691, 2001.
- [23] T. Hirooka, S. Ono, K.-I. Hagiuda, and M. Nakazawa. "Stimulated Brillouin scattering in dispersion-decreasing fiber with ultrahigh-speed femtosecond soliton pulse compression". *Opt. Lett.*, 30(4):364–366, 2005.
- [24] Y. Imai and N. Shimada. "Dependence of stimulated Brillouin scattering on temperature distribution in polarization-maintaining fibers". *Phot. Technol. Lett., IEEE*, 5(11):1335–1337, 1993.
- [25] T. Inoue, J. Hiroishi, T. Yagi, and Y. Mimura. "Generation of in-phase pulse train from optical beat signal". *Opt. Lett.*, 32(11):1596–1598, 2007.
- [26] A. Kobayakov, M. Sauer, and D. Chowdhury. "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers". *Adv. Opt. Phot.*, 2(1):1–59, 2010.
- [27] T. Kurashima, T. Horiguchi, and M. Tateda. "Thermal effects of Brillouin gain spectra in single-mode fibers". *Phot. Technol. Lett., IEEE*, 2(10):718–720, 1990.

- [28] S. Le Floch and P. Cambon. "Theoretical evaluation of the Brillouin threshold and the steady-state Brillouin equations in standard single-mode optical fibers". *J. Opt. Soc. Am. A*, 20(6):1132–1137, Jun 2003.
- [29] M.J. Li, X. Chen, J. Wang, S. Gray, A. Liu, A.B. Demeritt, J. A. and Ruffin, A. M. Crowley, D.T. Walton, and L. A. Zenteno. "Al/Ge co-doped large mode area fiber with high SBS threshold". *Opt. Express*, 15(13):8290–8299, 2007.
- [30] A. Mussot, A. Durecu-Legrand, E. Lantz, C. Simonneau, D. Bayart, H. Maillotte, and T. Sylvestre. "Impact of pump phase modulation on the gain of fiber optical parametric amplifier". *Phot. Technol. Lett., IEEE*, 16(5):1289–1291, 2004.
- [31] M. Nikles, L. Thevenaz, and P.A. Robert. "Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers". *J. Light. Technol.*, 15(10):1842–1851, 1997.
- [32] T. R. Parker, M. Farhadiroushan, V. A. Handerek, and A. J. Rogers. "Temperature and strain dependence of the power level and frequency of spontaneous Brillouin scattering in optical fibers". *Opt. Lett.*, 22(11):787–789, Jun 1997.
- [33] T. Sakamoto, T. Matsui, K. Shiraki, and T. Kurashima. "SBS suppressed fiber with hole-assisted structure". *J. Light. Technol.*, 27(20):4401–4406, 2009.
- [34] N. Shibata, Y. Azuma, T. Horiguchi, and M. Tateda. "Identification of longitudinal acoustic modes guided in the core region of a single-mode optical fiber by Brillouin gain spectra measurements". *Opt. Lett.*, 13(7):595–597, 1988.
- [35] T. Shimizu, K. Nakajima, K. Shiraki, K. Ieda, and I. Sankawa. "Evaluation methods and requirements for the stimulated Brillouin scattering threshold in a single-mode fiber". *Opt. Fiber Technol.*, 14(1):10–15, 2008.
- [36] K. Shiraki, M. Ohashi, and M. Tateda. "Suppression of stimulated Brillouin scattering in a fibre by changing the core radius". *Elec. Lett.*, 31(8):668–669, 1995.
- [37] K. Shiraki, M. Ohashi, and M. Tateda. "SBS threshold of a fiber with a Brillouin frequency shift distribution". *J. Light. Technol.*, 14(1):50–57, 1996.
- [38] R. G. Smith. "Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering". *Appl. Opt.*, 11(11):2489–2494, 1972.
- [39] R. Stolen. "Polarization effects in fiber Raman and Brillouin lasers". *J. Quant. Elec., IEEE*, 15(10):1157–1160, 1979.
- [40] Y. Takushima and T. Okoshi. "Suppression of stimulated Brillouin scattering using optical isolators". *Elec. Lett.*, 28(12):1155–1157, 1992.
- [41] L. Thévenaz, A. Kueng, M. Niklès, and P. Robert. "Electrostrictive nonlinearity in optical fiber deduced from Brillouin gain measurements". In *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, Technical Digest*, pages 253–254. IEEE, 1998.



- [42] R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, and R. M. Derosier. "*Spontaneous Brillouin scattering for single-mode optical-fibre characterisation*". *Elec. Lett.*, 22(19):1011–1013, 1986.
- [43] P.D. Townsend, A. J. Poustie, P. J. Hardman, and K. J. Blow. "*Measurement of the refractive-index modulation generated by electrostriction-induced acoustic waves in optical fibers*". *Opt. Lett.*, 21(5):333–335, 1996.
- [44] M. O. Van Deventer and A. J. Boot. "*Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers*". *Lightwave Technology, Journal of*, 12(4):585–590, 1994.
- [45] F.W. Willems, W. Muys, and J. S. Leong. "*Simultaneous suppression of stimulated Brillouin scattering and interferometric noise in externally modulated lightwave AM-SCM systems*". *Phot. Technol. Lett., IEEE*, 6(12):1476–1478, 1994.
- [46] N. Yoshizawa and T. Imai. "*Stimulated Brillouin scattering suppression by means of applying strain distribution to fiber with cabling*". *J. Light. Technol.*, 11(10):1518–1522, 1993.
- [47] A. Youichi and O. Masaharu. "*Stimulated brillouin scattering suppressed optical fiber*", dec. 1998. US Patent 5848215A.

## 4. Sources impulsionnelles ultra-courtes et augmentation du taux de répétition

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté les travaux concernant la réalisation de sources optiques émettant des impulsions courtes, à des taux de répétition élevés ( $>10$  GHz), au voisinage de  $1,55\text{ }\mu\text{m}$ . La technique que nous avons utilisée pour générer ce type d'impulsions, à un rapport cyclique de  $1/5$ , est basée sur la compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal dans une fibre optique par la technique du mélange à quatre ondes multiple « MFWM » [15]. En 2007, Finot et *al.* ont réussi à réaliser expérimentalement un compresseur non-linéaire basé sur quatre étages fibrés afin d'obtenir des impulsions ultra-courtes à faible rapport cyclique de  $1/14$  [17]. En 2008, ils ont réalisé un compresseur non-linéaire basé sur trois étages fibrés délivrant un train d'impulsions cadencé à  $160$  GHz avec un rapport cyclique de  $1/17$  mais à partir d'un battement sinusoïdal obtenu par deux diodes lasers [20]. Les applications de ce type de sources sont nombreuses surtout pour des applications qui nécessitent des débits élevés notamment dans les télécommunications optiques [15, 10, 6].

Nous présentons dans la première partie de ce chapitre une étude numérique puis expérimentale que nous avons réalisée afin de concevoir ledit « compresseur non-linéaire à faible rapport cyclique », basé sur quatre étages fibrés, pour convertir un battement sinusoïdal synchronisé par modulateur MZM et cadencé à  $40$  GHz en un train d'impulsions ultra-courtes à faible rapport cyclique ( $1/17$ ). Ensuite, nous consacrons la deuxième partie de ce chapitre à l'augmentation du débit optique par l'application de différentes techniques telles que l'effet Talbot, le codage et multiplexage temporel des impulsions « OTDM » ou la modulation de polarisation croisée « XPolM ».

### 4.1. Génération des impulsions ultra-courtes

La génération d'un train d'impulsions à haute cadence à faible rapport cyclique ( $1/17$ ) repose sur une transformation en cascade d'un battement sinusoïdal initial en un train d'impulsions ultra-courtes via quatre étages fibrés que nous appelons compresseur non-linéaire à faible rapport cyclique. Chaque étage du compresseur est composé d'une fibre, à couple de dispersion/non-linéarité optimisé, et d'une puissance d'entrée spécifiques. Nous allons voir dans cette partie l'intérêt physique de chaque étage du compresseur. Dans un premier temps, nous illustrons dans la Figure 76 une représentation schématique des différents éléments qui constituent les 4 étages de ce compresseur.

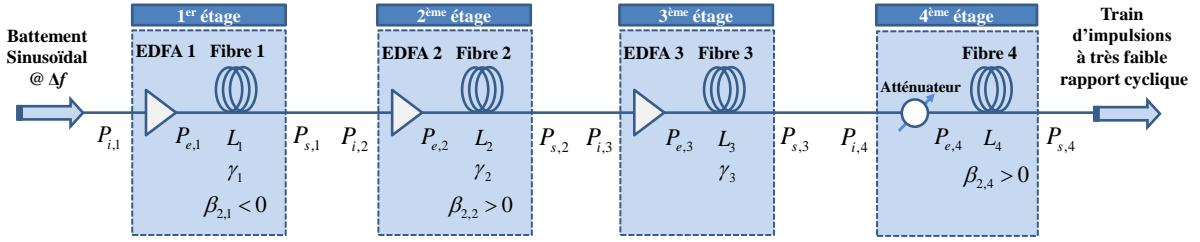


Figure 76 : Représentation schématique du compresseur non-linéaire d'un battement sinusoïdal en un train d'impulsions ultra-courtes à haute cadence.  $\Delta f$  : Taux de répétition et EDFA : Amplificateur optique dopée Erbium.

Chaque étage du compresseur contient un tronçon de fibre judicieusement choisi en longueur  $L_k$ , en dispersion  $\beta_{2,k}$  et en coefficient non-linéaire  $\gamma_k$  avec  $k = \{1, 2, 3, 4\}$  le numéro de l'étage.  $P_{i,k}$  et  $P_{s,k}$  représentent, respectivement, les puissances d'entrée et de sortie dans chaque étage du compresseur avec  $P_{i,k+1} = P_{s,k}$ . La puissance à l'entrée des fibres  $P_{e,k}$  est un paramètre important dans le processus de compression, pour cette raison, nous insérons des amplificateurs optiques « EDFA » à l'entrée des 3 premiers tronçons de fibres et un atténuateur optique à l'entrée du 4<sup>ème</sup> étage pour des raisons que nous allons expliquer dans les sous parties qui suivent.

#### 4.1.1. Premier étage de compression

Le premier étage du compresseur, Figure 76, repose sur la conversion temporelle du battement sinusoïdal en un train d'impulsions picosecondes à haute cadence via le processus du mélange à quatre ondes multiples « MFWM » [33, 15] décrite dans le chapitre 2. Comme nous avons expliqué précédemment, l'obtention de ce type d'impulsions est un compromis entre la puissance moyenne  $P_{e,1}$  à l'entrée de la Fibre 1 et la longueur  $L_1$  de cette fibre anormale. Les paramètres optimaux de la puissance d'entrée  $P_{e,1}$  et de la longueur  $L_1$  de fibre sont exprimés en fonction du carré du taux de répétition  $\Delta f$  du train d'impulsions dans l'équation (2.6) du deuxième chapitre. Nous rappelons que les études numériques et expérimentales ont montré qu'en sortie de cette étage, les impulsions obtenues ont une forme gaussienne, non-chirpées (ou sans dérive de fréquence), sans piédestaux et bien séparées avec un rapport cyclique de (1/5). La largeur totale à mi-hauteur « FWHM » des impulsions en sortie de cet étage peut, donc, être exprimée sous la forme suivante :

$$\Delta t_{FWHM,1} \approx \frac{1}{5 \times \Delta f} \quad (4.1)$$

Notons que, dans ces conditions, la puissance crête évaluée en sortie du premier étage est de l'ordre de  $P_{c,1} \approx 4,57 \times P_{e,1}$  [15].

Nous rappelons, ici, le montage expérimental que nous avons présenté au deuxième chapitre pour la génération d'un train d'impulsions picosecondes à un taux de répétition  $\Delta f = 40 \text{ GHz}$  à partir d'un battement sinusoïdal (Figure 77). Le battement sinusoïdal initial

est obtenu par modulation en intensité d'un signal continu à 1555 nm. Le modulateur d'intensité, de type Niobate de Lithium ( $LiNbO_3$ ), est piloté par un signal sinusoïdal HF à la fréquence  $\Delta f / 2$  (soit 20 GHz) au voisinage du point de transmission nulle de sa fonction de transfert afin d'obtenir un battement sinusoïdal à un taux de répétition  $\Delta f$  (soit 40 GHz).

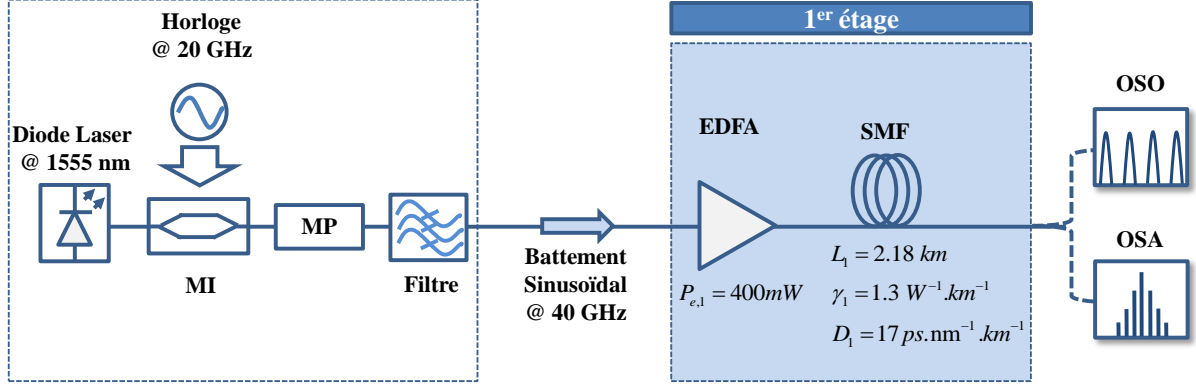


Figure 77 : Montage expérimental du 1<sup>er</sup> étage du compresseur non-linéaire d'un battement sinusoïdal à haute cadence. MI : Modulateur d'intensité, MP : Modulateur de phase, EDFA : Amplificateur optique dopé Erbium, OSO : Oscilloscope à échantillonnage optique et OSA : Analyseur de spectre optique.

Le premier étage de compression est composé d'un amplificateur EDFA, nécessaire pour délivrer la puissance d'entrée  $P_{e,1}$ , et d'une fibre standard SMF-28 de dispersion chromatique  $D_1 = 17 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  et de coefficient non-linéaire Kerr  $\gamma_1 = 1,3 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ . Comme nous avons présenté au deuxième chapitre, la puissance d'entrée  $P_{e,1}$  et la longueur  $L_1$  optimales de fibre pour générer un train d'impulsions gaussiennes sont de 400 mW (soit 26 dBm) et de 2,18 km. Les profils temporels et spectraux du signal à l'entrée et en sortie du premier étage sont analysés, respectivement, par un oscilloscope à échantillonnage optique « OSO » (Annexe B) et par un analyseur de spectre optique « OSA » (Yokogawa AQ6370).

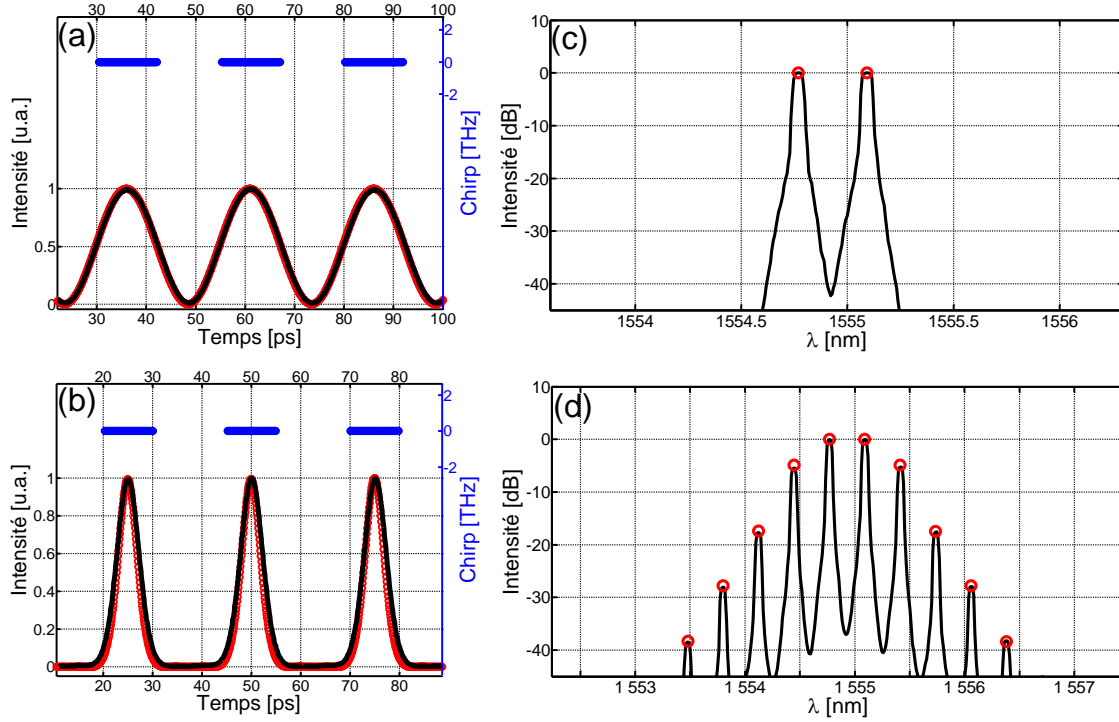


Figure 78 : Résultats numériques et expérimentaux avant et après le premier étage du compresseur non-linéaire. (a) et (b) Profils temporels expérimental (en noir) et numérique (en cercles rouges) et Chirp (en bleu) avant et après le premier étage, (c) et (d) Spectres correspondants.

Nous illustrons, sur la Figure 78, les résultats numériques et expérimentaux des profils temporel et spectral du signal à l'entrée et en sortie du premier étage de compression ainsi que les profils de chirp correspondant. Nous remarquons de ces résultats qu'il existe un bon accord expérimental et numérique, les profils temporels illustrés (Figure 78-a et Figure 78-b) montrent bien que le battement sinusoïdal de 25 ps en largeur totale à mi-hauteur est converti en un train d'impulsions gaussiennes, non-chirpées et bien séparées, d'une largeur totale à mi-hauteur de  $\Delta t_{FWHM,1} = 5,5 \text{ ps}$ , soit un rapport cyclique de 1/5, d'une puissance crête de 1,8 W. D'après la Figure 78-c et la Figure 78-d, nous remarquons l'élargissement spectral grâce au processus du mélange à quatre ondes multiple MFWM. La largeur totale à mi-hauteur spectrale  $\Delta \nu_{FWHM,1} \approx 93 \text{ GHz}$ , et donc, le produit  $\Delta \nu_{FWHM,1} \times \Delta t_{FWHM,1} \approx 0,5$  ce qui est proche de la valeur théorique de 0,441 pour une gaussienne, ce qui prouve que les impulsions générées sont proche de la limite de Fourier.

#### 4.1.2. Deuxième étage de compression

Le deuxième étage de compression consiste à convertir les impulsions gaussiennes en des impulsions paraboliques linéairement chirpées grâce à une combinaison entre les deux effets de la dispersion normale et de l'auto-modulation de phase « SPM » [35, 19]. L'obtention de cette forme parabolique d'impulsions nécessite une longueur  $L_2$  d'une fibre de dispersion normale ( $\beta_{2,2} > 0$ ) et d'une puissance crête à l'entrée de fibre  $P_{e,2}$  judicieusement choisies.

Finot et *al.* ont effectué une étude théorique permettant d'obtenir des impulsions paraboliques à partir d'une forme gaussienne d'impulsions [19]. D'après leur étude, la longueur de fibre et la puissance crête optimales pour effectuer cette conversion, avec un chirp linéaire le plus long possible le long de l'impulsion, sont liées au taux de répétition et aux paramètres de la fibre normale par les deux équations suivantes [19, 17] :

$$L_2 \approx \frac{0,006}{\beta_{2,2}\Delta f^2} \quad (4.2)$$

$$P_{e,2} \approx \frac{468\beta_{2,2}\Delta f^2}{\gamma_2} \quad (4.3)$$

Le train d'impulsions ainsi formé en sortie de la fibre est linéairement chirpé avec un coefficient  $C_2$  qui représente la pente du chirp temporel au 2<sup>ème</sup> étage et qui est proportionnel à  $\Delta f^2$  comme suit [19, 17]:

$$C_2 \approx 17,3 \times \Delta f^2 \quad (4.4)$$

La largeur totale à mi-hauteur et la puissance crête des impulsions en sortie du 2<sup>ème</sup> étage peuvent être exprimées sous la forme suivante [19, 17]:

$$\Delta t_{FWHM,2} \approx \frac{0,39}{\Delta f} \quad (4.5)$$

$$P_{s,2} \approx 0,56P_{e,2} \quad (4.6)$$

Dans notre cas expérimental, nous n'avons pas ré-amplifier le signal à l'entrée du deuxième et du troisième étage pour deux principales raisons, d'une part les pertes linéiques en premier et en deuxième étage sont très faibles par rapport aux puissances souhaitables à l'entrée du 2<sup>ème</sup> et du 3<sup>ème</sup> étage, et d'autre part, le signal peut être dégradé par l'ASE (Emission spontanée amplifiée) qui provoque la diminution du rapport signal /bruit. Donc, d'après la Figure 76, nous simplifions la notation des puissances et nous acceptons que  $P_{s,1} = P_{i,2} \approx P_{e,2}$  et  $P_{s,2} = P_{i,3} \approx P_{e,3}$ .

La fibre choisie à intégrer dans notre montage expérimental et qui répond le plus aux conditions de l'équation (4.2) est une fibre NZ-DSF (Non-Zero Dispersion Shifted Fiber) d'une dispersion normale de  $D_2 = -2,5 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  et d'un coefficient non-linéaire de  $\gamma_2 = 1,7 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  d'une longueur  $L_2 = 1270 \text{ m}$  adéquate pour générer un train d'impulsions paraboliques avec un chirp linéaire à une puissance moyenne d'entrée de 360 mW. Nous réalisons aussi une étude numérique de cet étage afin de comparer ses résultats avec ceux de l'étude expérimental. La Figure 79 illustre les profils temporels et spectraux de cette étude en sortie du 2<sup>ème</sup> étage.

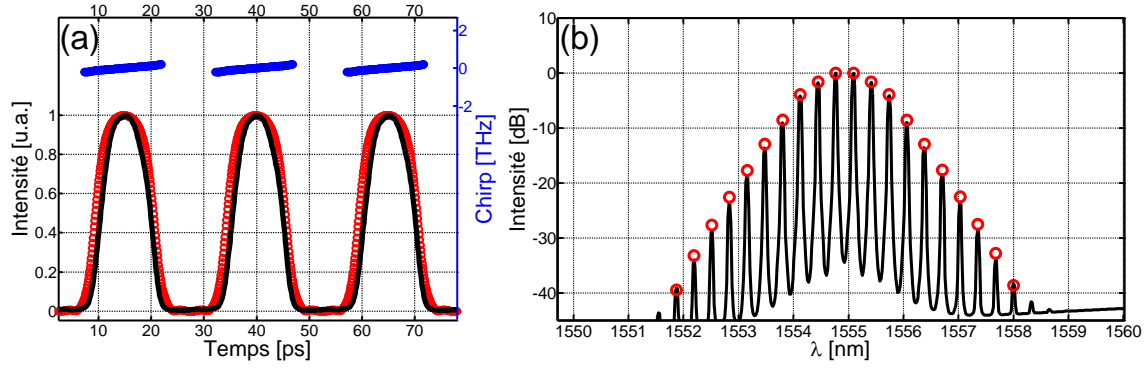


Figure 79: Résultats numériques et expérimentaux en sortie du 2<sup>ème</sup> étage du compresseur non-linéaire. (a) Profil du chirp (en bleu), profils temporels expérimental (en noir) et numérique (en cercles rouges) et (b) Spectres correspondants.

Nous remarquons de ces résultats qu'il existe un bon accord numérique (en cercles rouges) et expérimental (en noir). Comme nous pouvons le constater, le profil spectral s'est élargi jusqu'à 6 nm avec une largeur totale à mi-hauteur spectrale de  $\Delta\nu_{FWHM,2} \approx 160 \text{ GHz}$ . Le profil temporel, quant à lui, est formé d'un train d'impulsions paraboliques d'une largeur totale à mi-hauteur de  $\Delta t_{FWHM,2} = 9,6 \text{ ps}$  et avec un chirp linéaire de  $C_2 \approx 0,02 \text{ THz.ps}^{-1}$  ce qui est cohérent avec les équations (4.4) et (4.5).

#### 4.1.3. Troisième étage de compression

Le troisième étage du compresseur non linéaire est, essentiellement, mis en place pour augmenter linéairement le chirp temporel des impulsions paraboliques générées dans l'étage précédent. Le but de cette augmentation du chirp renforce le processus de la compression afin d'obtenir au final des impulsions ultra-courtes. Parmigiani et *al.* [32] ont démontré que cette augmentation linéaire du chirp peut être exprimée sous la forme suivante :

$$C_3 \approx 4.19 \times P_{e,3} L_3 \gamma_3 \Delta f^2 \quad (4.7)$$

où  $P_{e,3}$  est la puissance crête à l'entrée de fibre du 3<sup>ème</sup> étage d'une longueur  $L_3$  et d'un coefficient non-linéaire  $\gamma_3$ . L'augmentation du chirp temporel peut être obtenue par l'insertion des impulsions paraboliques dans une fibre hautement non-linéaire « HNLF » (une faible dispersion et forte non-linéarité). Ce type de fibre dispose d'un coefficient non-linéaire élevé ce qui permet une augmentation du chirp  $C_3$  par le régime de propagation purement non-linéaire. L'utilisation de cette fibre provoque un élargissement spectral du signal grâce au processus d'auto-modulation de phase avec une faible modification du profil temporel ( $\Delta t_{FWHM,2} = \Delta t_{FWHM,3}$ ) [19].

Les impulsions paraboliques en sortie du 3<sup>ème</sup> étage ont donc un chirp linéaire d'un coefficient de pente de  $C_2 + C_3$ .

Afin de concevoir ce 3<sup>ème</sup> étage, nous avons mis en place une fibre HNLF de marque OFS qui a les caractéristiques suivantes selon son constructeur :

Longueur de fibre [m]	Dispersion [ps/nm/km]	Pente de dispersion [ps/nm <sup>2</sup> /km]	Pertes totales [dB]	Coefficient NL [1/W/km]
1000	-0,8	0,01	1,64	10

Figure 80 : Paramètres de la fibre HNLF utilisée dans le 3<sup>ème</sup> étage du compresseur non-linéaire.

Nous illustrons dans la figure ci-après (Figure 81) les résultats numériques et expérimentaux des deux profils temporels et spectraux obtenus en sortie du 3<sup>ème</sup> étage.

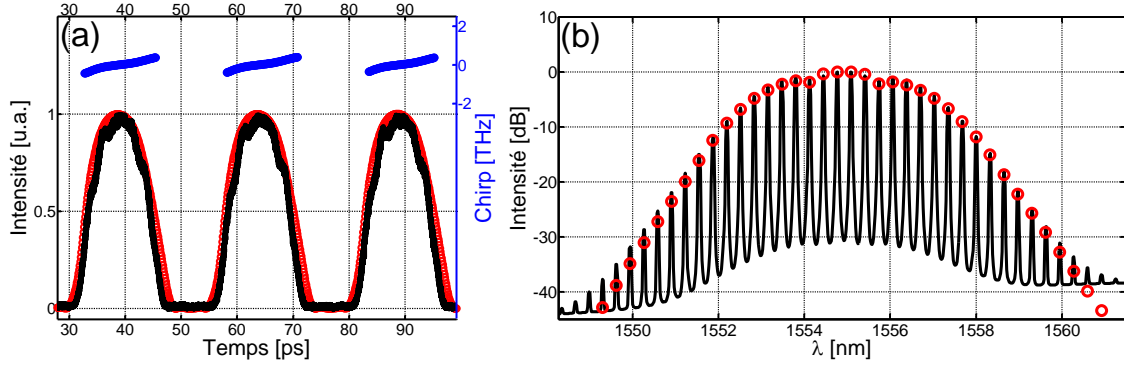


Figure 81 : Résultats numériques et expérimentaux en sortie du 3<sup>ème</sup> étage du compresseur non-linéaire. (a) Profil du chirp (en bleu), profils temporels expérimental (en noir) et numérique (en cercles rouges) et (b) Spectres correspondants.

Nous constatons qu'il existe un bon accord entre les résultats numériques (cercles en rouge) et expérimentaux (en noir). Nous pouvons, aussi, confirmer de ces résultats qu'il y a bien une augmentation du Chirp (en bleu) par rapport aux résultats en sortie du deuxième étage illustrés dans la Figure 79. Cette augmentation du Chirp d'une valeur de  $C_3 \approx 0,03 \text{ THz.ps}^{-1}$  est accompagnée d'un élargissement spectral de 13 nm sans modification majeure du profil temporel ce qui prouve l'effet du régime pur de la SPM (Figure 81-b).

#### 4.1.4. Quatrième étage de compression

Le quatrième et dernier étage du compresseur est mis en place pour obtenir des impulsions ultra-courtes par la compensation du chirp temporel linéaire généré dans les étages précédents. La compensation du chirp temporel peut être obtenue par un simple élément dispersif. Les techniques usuelles pour compenser ledit « Chirp temporel » est soit d'utiliser un réseau de Bragg chirpé, ou encore, d'insérer un tronçon de fibre à dispersion anormale d'une longueur  $L_4$  adéquate (voir Figure 76). Pour le cas d'une fibre dispersive, sa longueur doit être inversement proportionnelle à sa dispersion et aux coefficients du chirp dans les étages précédents :

$$L_4 \approx \frac{1}{2\pi(C_2 + C_3)|\beta_{2,4}|} \quad (4.8)$$

Les impulsions en sortie de cet étage sont proches de la limite de Fourier et ont la forme de la solution du premier ordre de la fonction de Bessel [18]. La largeur totale à mi-hauteur de ces impulsions peut être exprimée sous la forme suivante :



$$\Delta t_{FWHM,4} \approx \frac{1,85 \Delta f}{(C_2 + C_3)} \quad (4.9)$$

Nous avons inséré, dans le montage expérimental, un tronçon de fibre standard (SMF-28) pour compenser le Chirp temporel, car c'est une méthode simple et de faible coût. Par simulation numérique sur « VPI Transmitter Maker », la longueur de fibre  $L_4$  optimale trouvée permettant la compensation du chirp temporel est de 145 m. La puissance en sortie du 3<sup>ème</sup> étage est élevée (225 mW) ce qui implique des effets non-linéaires dans la fibre de compression. Pour cette raison, nous atténuons cette puissance par l'insertion d'un atténuateur optique pour que les effets dispersifs soient dominants (Voir Figure 76).

Nous illustrons dans la figure ci-après (Figure 82) les profils temporels et spectraux numériques (en cercle rouge) et expérimentaux (en noir) de cette étude ainsi que le chirp temporel correspondant.

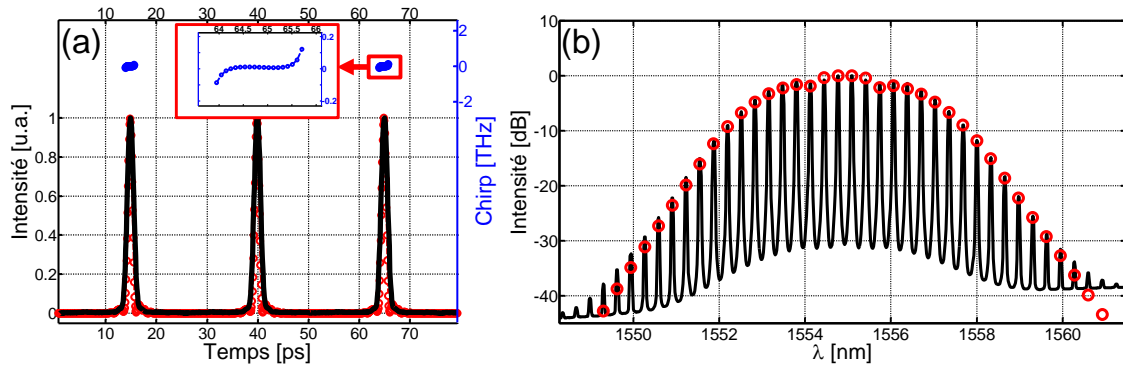


Figure 82 : Résultats numériques et expérimentaux en sortie du 4<sup>ème</sup> étage du compresseur non-linéaire. (a) Profil du chirp (en bleu), profils temporels expérimental (en noir) et numérique (en cercles rouges) et (b) Spectres correspondants.

Nous pouvons constater de ces résultats (Figure 82) que les impulsions sont fortement comprimées pour une longueur de fibre de  $L_4 = 145$  m, sans modification du profil spectral et que les deux profils temporels et spectraux présentent un bon accord entre les résultats numériques (en cercle rouge) et expérimentaux (en noir). Le profil du chirp temporel, quant à lui, a été compensé avec une valeur nulle au centre d'impulsions (Figure 82-a). Les impulsions ultra-courtes obtenues ont une largeur totale à mi-hauteur de  $\Delta t_{FWHM,4} = 1,5$  ps ce qui représente un faible rapport cyclique (1/17) par rapport au battement sinusoïdal initial (Figure 78-a).

#### 4.1.5. Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté une étude numérique et expérimentale d'une technique permettant de comprimer un battement sinusoïdal à haute cadence (40 GHz) en un train d'impulsions ultra-courtes à faible rapport cyclique (1/17). Cette technique est basée sur un compresseur non-linéaire constitué, principalement, de quatre tronçons de fibre judicieusement choisis en longueur, en dispersion et en coefficient non-linéaire.

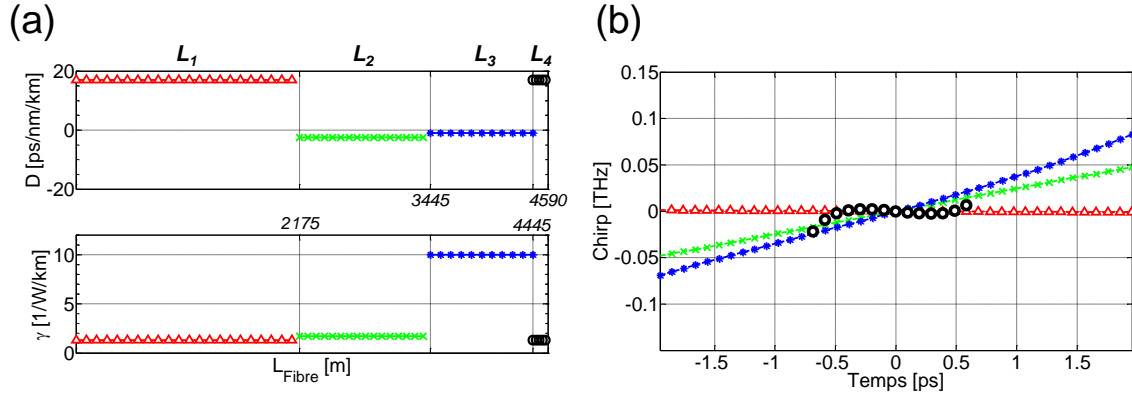


Figure 83 : (a) Représentation schématique des paramètres de dispersion et de coefficient non-linéaire des tronçons de fibre utilisés dans chaque étage du compresseur non-linéaire en fonction de la longueur en mètre, (b) profil du chirp temporel dans chaque étage du compresseur. 1<sup>er</sup> étage : en triangle rouge, 2<sup>ème</sup> étage : en croix vertes, 3<sup>ème</sup> étage : en étoiles bleues et 4<sup>ème</sup> étage : en cercles noirs.

La Figure 83 résume les paramètres des fibres qui ont été mis en place dans chaque étage du compresseur et la Figure 84 les profils temporels correspondants. Au 1<sup>er</sup> étage, le battement sinusoïdal à 40 GHz est amplifié et injecté dans une fibre de dispersion anormale afin d'obtenir des impulsions gaussiennes par MFWM. Lesdites « impulsions gaussiennes » sont en limite de Fourier, non-chirpées (Figure 83-b) et d'une largeur totale à mi-hauteur de 5.5 ps (Figure 84-a), soit un rapport cyclique de 1/5. Au 2<sup>ème</sup> étage, l'insertion d'une fibre de dispersion normale a permis d'obtenir des impulsions paraboliques avec un chirp linéaire via le double effet de la dispersion et de la SPM (Figure 83 et Figure 84-b). Au 3<sup>ème</sup> étage, une fibre hautement non-linéaire « HNLF » est insérée pour augmenter le chirp temporel (Figure 83 et Figure 84-c). Au 4<sup>ème</sup> et dernier étage, un tronçon de fibre standard « SMF-28 » est inséré dont le but de compenser le chirp, et donc, d'obtenir des impulsions ultra-courtes, ultra stables (une gigue temporelle de moins de 250 fs) avec une largeur totale à mi-hauteur de 1,5 ps, soit un rapport cyclique de 1/17 (Figure 83 et Figure 84-d) [15, 16].

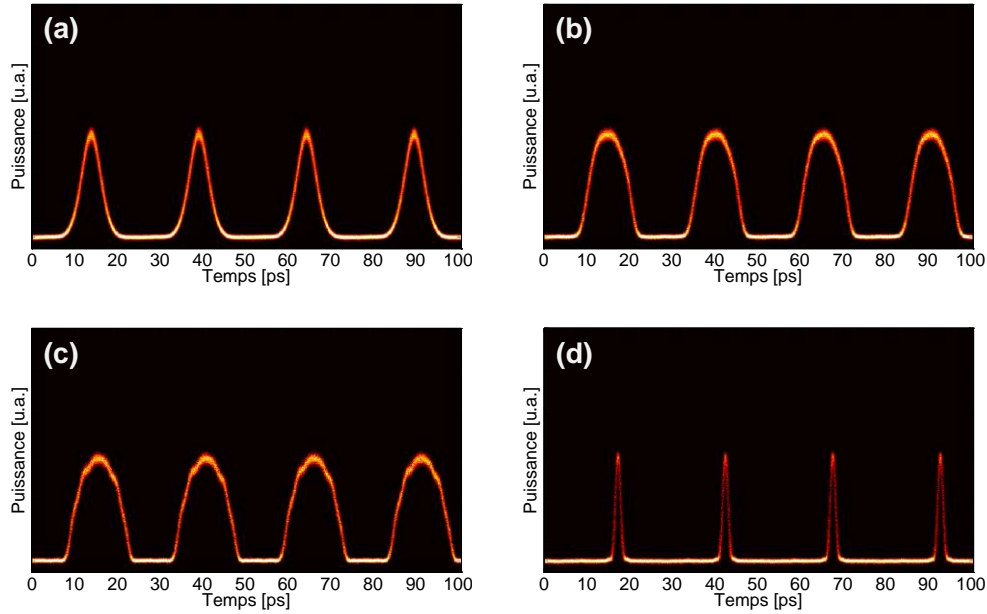


Figure 84 : Profils temporels expérimentaux enregistrés par l'oscilloscope à échantillonnage optique « OSO » en sortie de chaque étage du compresseur non-linéaire à 40 GHz. (a) En sortie du 1<sup>er</sup> étage, (b) en sortie du 2<sup>ème</sup> étage, (c) en sortie du 3<sup>ème</sup> étage et (d) en sortie du 4<sup>ème</sup> étage.

## 4.2. Augmentation du taux de répétition

Les sources d'impulsions optiques ultra-courtes (de quelques picosecondes ou une centaine de femto seconde) à hautes cadences sont de plus en plus appliquées dans de nombreux domaines, notamment dans les télécommunications, le traitement de signal optique, le domaine des capteurs, la métrologie, la génération des ondes THz et les analyses biomédicales.

La génération d'impulsions stables et ultra-courtes, par des modulateurs d'intensité, est limitée par la bande passante des systèmes électroniques aux alentours de 50 GHz. La multiplication du taux de répétition des trains d'impulsions optiques est un processus tout-optique qui a pu surmonter cette limite. Les techniques de multiplication du taux de répétition sont nombreuses et elles sont basées sur différents mécanismes, telles que le filtrage spectral [33, 38], les structures de microcavité [36], le réseau Brillouin dynamique « DBG » [8], l'effet de l'auto-imagerie spatiale « Effet Talbot » [28, 5, 7, 25], le multiplexage temporel optique « OTDM » ou la modulation de polarisation croisée « XPolM » [13].

### 4.2.1. Effet Talbot

L'effet Talbot est l'une des techniques qui permet d'obtenir la multiplication du taux de répétition d'un train d'impulsions. Cette multiplication est obtenue par une reproduction périodique d'un train d'impulsions à différentes distances. Aussi, cette technique reste la moins onéreuse et la plus simple à mettre en œuvre.

#### 4.2.1.1. *Etat de l'art*

L'effet d'auto-imagerie (en anglais : « Self-imaging process ») ou l'effet Talbot est un processus qui est largement employé dans de nombreuses applications notamment en échantillonnage optique, en métrologie ou en chronométrie [37]. La première apparition de cet effet dans les fibres optiques remonte à 1981 où Jansson et Jansson l'ont appliqué dans des fibres optiques monomodes [24].

Durant la propagation d'un train d'impulsions dans un milieu linéaire et dispersif, chacune de ses composantes spectrales acquiert une phase différente par rapport à sa composante voisine. Cette différence de phase provoque un retard dans le domaine temporel, ce qui entraîne par la suite, pour des valeurs précises de phase, soit à la régénération du signal (Effet Talbot intégral), soit à la multiplication du taux de répétition du train d'impulsions initial (Effet Talbot fractionnaire) [33, 15, 6]. Les milieux dispersifs qui ont été utilisés dans cette technique sont en principe les réseaux de Bragg ou des fibres optiques. Pour les fibres optiques, la multiplication du taux de répétition du train initial est liée principalement à la dispersion  $D$  et à la longueur de fibre que nous pouvons exprimer sous la forme suivante :

$$L = \frac{T}{n.D.\Delta\lambda}, \quad (4.10)$$

où  $T$  représente la période initiale des impulsions,  $n$  (avec  $n \geq 2$ ,  $\forall n \in \mathbb{N}^{*+}$ ) le facteur multiplicatif de la cadence souhaitée et  $\Delta\lambda$  l'écart entre deux composantes spectrales du train d'impulsions (en nm) [7]. Notons que le facteur  $n$  est limité par la largeur temporelle d'une seule impulsion.

Plusieurs travaux ont été réalisés dans la bande-C des télécommunications et exactement autour de 1550 nm pour prouver la faisabilité, l'avantage et l'inconvénient de cette technique. En 1998, grâce à un tronçon de fibre, comme milieu dispersif, Shake et *al.* ont réalisé une source à 50 GHz et à 400 GHz à partir d'une source laser fibrée délivrant des impulsions de 4,1 ps cadencées à 10 GHz [39]. En 1999, Azaña et *al.* ont appliqué cette technique pour augmenter la cadence d'une source optique par la reproduction périodique du train d'impulsions à différentes distances [28, 4, 5, 2]. En 2000, Longhi et *al.* ont expérimentalement utilisé, pour la première fois, un réseau de Bragg comme milieu dispersif afin de générer une source à 40 GHz à partir d'un laser à modes bloqués d'une cadence de 2,5 GHz (soit un facteur multiplicatif de 16) [26]. En 2002, Chestnut et *al.* ont généré un train d'impulsions de 2 ps à 80 GHz à partir d'une source d'impulsions de 4,2 ps à 20 GHz. Le système est basé, simultanément, sur le quadruplage du taux de répétition par effet Talbot ainsi que la compression adiabatique par effet Raman via 21,7 km d'une fibre NZ-DSF. Cependant, ce système a présenté une forte gigue temporelle [7]. En 2003, Azaña et *al.* ont généré un train d'impulsions à 100 GHz à partir d'un laser à modes-bloqués cadencé à 10 GHz grâce à un réseau de Bragg surimposés d'une longueur totale de 1 cm [3]. Dans la même année, Seo et *al.* ont généré un train d'impulsions à 500 GHz à partir d'une source à 11,9 GHz (soit un facteur multiplicatif de 42) grâce à un réseau de guides d'ondes étalés « AWG » [38]. Fatome et *al.* ont généré, en 2010, un train d'impulsions à 3,4 THz par

doublage de la cadence d'une source de 1,7 THz ( $T \approx 0,6 ps$ ), générée par un compresseur à trois étages fibrés. Le milieu dispersif utilisé pour ce doublage n'était qu'un tronçon de 1,4 m d'une fibre standard SMF-28 autour de 1550 nm [6].

#### 4.2.1.2. Simulation numérique et expérience

Afin de réaliser une source stable cadencée à 160 GHz et composée d'impulsions de 1,5 ps nous combinons les deux techniques du compresseur non-linéaire à faible rapport cyclique, que nous avons présentées dans la partie précédente, avec celle de l'effet Talbot spatial. Nous partons du montage de la Figure 76. Nous réalisons une source cadencée à 40 GHz à faible rapport cyclique via quatre étages fibrés du compresseur, ensuite nous ajoutons un 5<sup>ème</sup> tronçon de fibre standard (SMF-28) qui sera le milieu dispersif du processus de multiplication du taux de répétition par effet Talbot. Notant que la longueur  $L_5$  de cette fibre suit les conditions de l'équation (4.10) pour atteindre la multiplication souhaitée du train d'impulsions. La longueur de cette fibre nécessaire pour chaque multiplication est répertoriée dans le tableau ci-après :

Facteur multiplicatif $n$	2	3	4	5	6
Taux de répétition souhaité [GHz]	80	120	160	200	240
$L_5$ de la fibre SMF [m]	2366	1577	1183	946	789

Figure 85 : Tableau des valeurs théoriques de la longueur de la fibre SMF-28 nécessaire pour la multiplication du train d'impulsion de 40 GHz autour de la longueur d'onde 1550 nm.

Nous réalisons sur « VPI Transmitter Maker » le montage numérique des cinq étages de fibre (Compresseur et multiplicateur). Nous avons réalisé la multiplication du taux de répétition de 40 GHz jusqu'à 240 GHz. Nous ne présentons dans la figure ci-après (Figure 86) que les résultats à 80 GHz et 160 GHz afin de comparer le train d'impulsions initial (à 40 GHz) avec son doublé et son quadruplé.

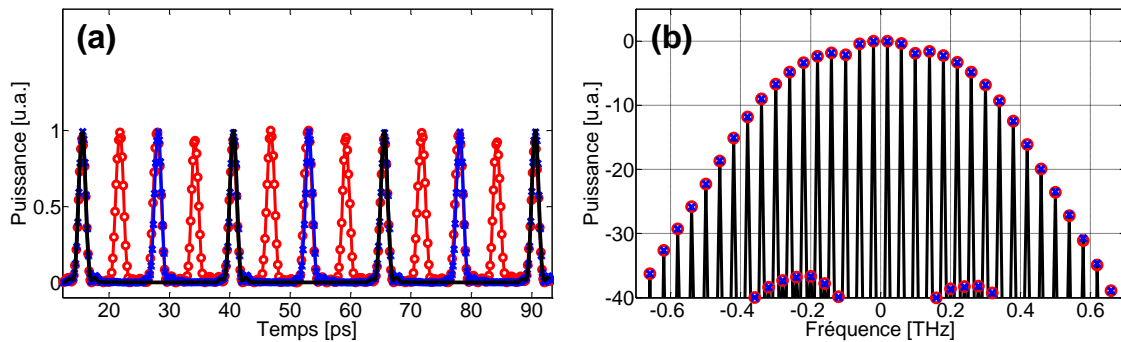


Figure 86 : Résultats numériques du doublage (en croix bleu) et quadruplage (en cercle rouge) d'un train d'impulsions cadencé à 40 GHz à faible rapport cyclique (en noir). (a) Profils temporels et (b) spectraux en sortie du 5<sup>ème</sup> étage fibré.

La Figure 86-a montre clairement le doublage (en croix bleu) et le quadruplage (en cercle rouge) du train d'impulsions initial à 40 GHz. Nous remarquons de cette étude que le profil spectral (Figure 86-b) reste inchangé (régime de propagation purement dispersif) ce qui

prouve bien que cette multiplication du taux de répétition apparait seulement sur le profil temporel grâce à la différence de phase des composantes spectrales.

Nous présentons dans la figure ci-après (Figure 87) les résultats expérimentaux de cette étude à 80 GHz et à 160 GHz.

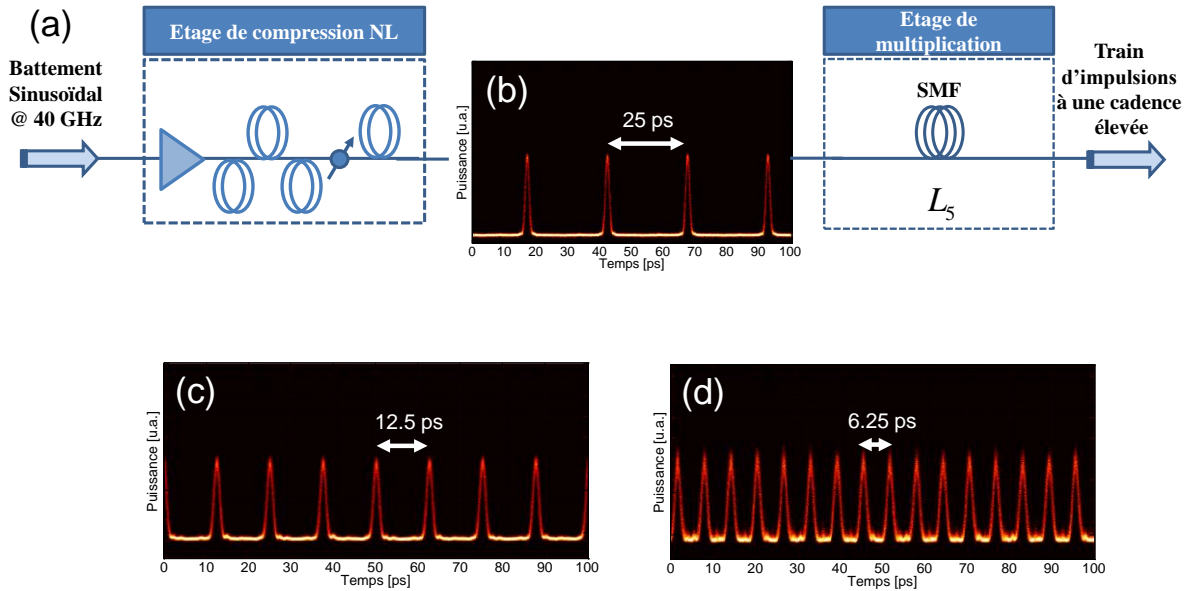


Figure 87 : Résultats expérimentaux du doublage et du quadruplage d'un train d'impulsions cadencé à 40 GHz et comprimé par le compresseur non-linéaire à faible rapport cyclique. (a) Montage expérimental du compresseur suivi par l'étage de multiplication du taux de répétition, (b) train d'impulsions à 40 GHz en sortie du compresseur, (c) doublage à 80 GHz et (d) quadruplage à 160 GHz en sortie de l'étage de multiplication.

Dans cette étude expérimentale, nous avons ajouté en sortie du compresseur non-linéaire à faible rapport cyclique un tronçon de fibre standard SMF. En se basant sur les longueurs de fibre calculées et étudiées numériquement pour trouver la bonne longueur  $L_5$  qui correspond à chaque multiplication. Pour un tronçon de fibre de 2400 m, nous avons pu générer un doublage du taux de répétition pour obtenir un train d'impulsions de 1,5 ps à une cadence de 80 GHz (Figure 87-c). De même, pour une longueur  $L_5$  de 1163 m nous avons pu obtenir un quadruplage du taux de répétition pour atteindre une cadence de 160 GHz. Ces résultats expérimentaux sont en bon accord avec les profils temporels numériques illustrés dans la Figure 86-a qui montrent bien la reproduction périodique du taux de répétition par un simple tronçon de fibre standard grâce à l'effet Talbot. Cependant, cet effet est très sensible aux conditions initiales et à une dispersion quasiment fixe du milieu dispersif durant la propagation du signal.

#### 4.2.2. Multiplexage temporel optique « OTDM »

Le multiplexage temporel optique « OTDM » est un système permettant de générer des trains d'impulsions et à des taux de répétition élevés au-delà de la limite de la bande passante électronique par un processus d'entrelacement temporel. L'OTDM est largement utilisé dans

le domaine des télécommunications optiques car il permet de produire des trains d'impulsions codés à très-haut débit ( $> 40 \text{ Gbit/s}$ ).

#### 4.2.2.1. Etat de l'art

Afin de générer un train d'impulsions ultra-courtes codées avec ce système de multiplexage temporel, il faut tout d'abord disposer d'une source optique susceptible de générer un train d'impulsions de haute qualité et suffisamment courtes pour qu'elles soient entrelacer avec un minimum de chevauchement entre les impulsions voisines [1]. Le principe du multiplexage en  $n \times \text{taux de répétition initial}$  [bit/s] est basé sur quatre étapes principales :

1 <sup>ère</sup> étape	2 <sup>ème</sup> étape	3 <sup>ème</sup> étape	4 <sup>ème</sup> étape
Codage du train d'impulsions initial par des séquences binaires.	Insertion d'impulsions codées en un coupleur $1 \times n \text{ canaux}$ .	Création d'un retard temporel $\tau$ d'un canal à un autre grâce à des lignes à retard.	Couplage d'impulsions des $n$ canaux par un coupleur $n \times 1$

Figure 88 : Les principales étapes du codage et multiplexage temporel optique « OTDM ».

Les premières applications de l'OTDM remontent à 1988. Takada et *al.* ont généré un train d'impulsions à 100 Gbit/s par l'injection d'un train d'impulsions codé à 3,125 Gbit/s dans une série de 6 coupleurs  $1 \times 2$  (de type 50:50), la ligne à retard appliquée est un tronçon de 3m de fibre standard (SMF-28) qui a été ajouté sur seul bras du coupleur [40]. Ensuite, beaucoup d'équipes de recherche ont adopté cette technique pour atteindre des débits optiques très élevés. De nombreuses applications ont été effectuées dans ce cadre, nous citons dans le tableau ci-après quelques travaux basés sur l'augmentation du débit optique par cette technique d'OTDM.

Auteurs	Année	Cadence initiale	Largeur temporelle	Débit produit	Réf.
Nakazawa et <i>al.</i>	1998	10 GHz	250 fs	640 Gbit/s	[31]
Nakazawa et <i>al.</i>	2000-2001	10 GHz	380 fs	1,28 Tbit/s	[30, 29]
D'Errico et <i>al.</i>	2003-2004	40 GHz	800 fs	160 Gbit/s	[10, 9]
Weber et <i>al.</i>	2006	10 GHz	420 fs	2,56 Tbit/s	[42]
Wiberg et <i>al.</i>	2010	40 GHz	680 fs	640 Gbit/s	[43]
Hu et <i>al.</i>	2011	10 GHz	680 fs	640 Gbit/s	[22]

Figure 89 : Exemple des travaux utilisant le multiplexage optique par le système d'OTDM.

#### 4.2.2.2. Application pour atteindre 160 Gbit/s

Nous présentons, dans cette sous-partie, l'application de cette technique du multiplexage temporel pour générer un train d'impulsions codées et multiplexées à 160 Gbit/s à partir d'une source d'impulsions à 40 GHz (que nous avons réalisée, dans la 1<sup>ère</sup> partie 4.1, par le compresseur non-linéaire à faible rapport cyclique).



Nous présentons, dans la figure ci-après (Figure 90), un exemple de montage expérimental pour la génération d'un train d'impulsions à 160 Gbit/s par la technique d'OTDM.

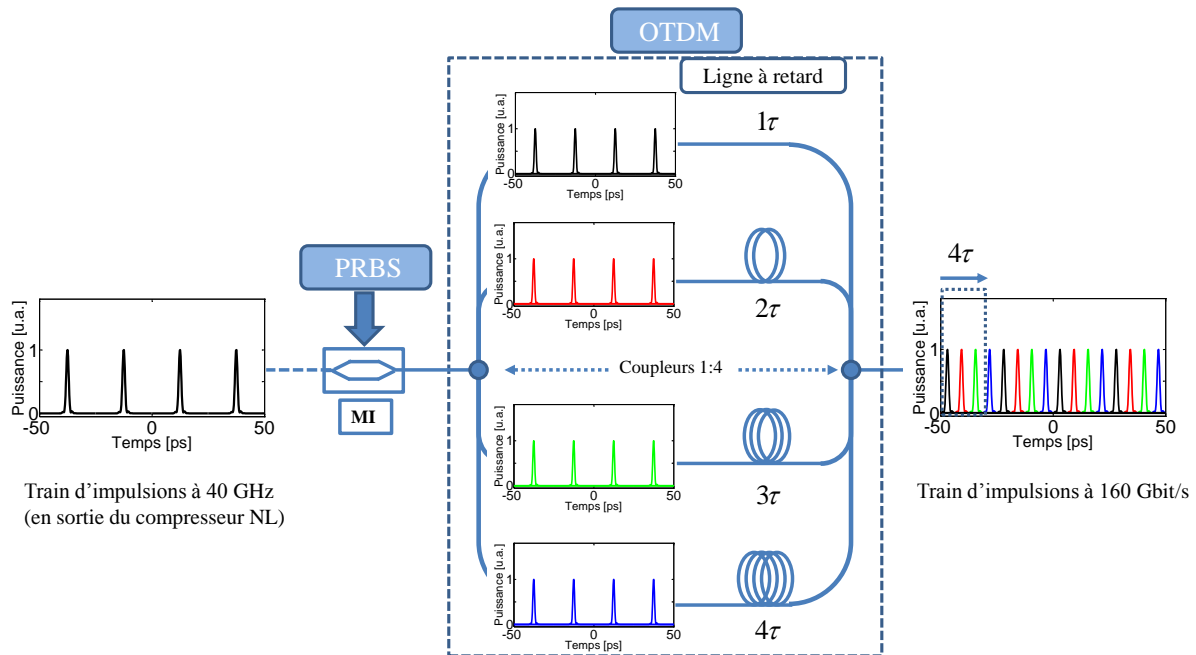


Figure 90 : Génération d'un train d'impulsions à 160 Gbit/s à partir d'une source d'impulsions à 40 GHz codée et multiplexée en 4 canaux par la technique d'OTDM. PRBS : Séquences de bits Pseudo-aléatoires, MI : Modulateur d'intensité  $\text{LiNbO}_3$ , OTDM : Système de multiplexage temporel optique.

Comme nous l'avons expliqué dans la première partie de ce chapitre (4.1), nous avons pu comprimer un battement sinusoïdal à 40 GHz grâce au compresseur Non-Linéaire composé de quatre étages fibrés. Avec cette technique de compression, nous avons généré une source d'impulsions cadencée à 40 GHz qui délivre des impulsions à une largeur totale à mi-hauteur de  $1,5 \text{ ps}$ . Grâce à un modulateur d'intensité de Niobate de Lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ), piloté par des séquences de bits pseudo-aléatoire « PRBS » de  $(2^{31} - 1)$ , nous avons pu coder les impulsions en sortie du compresseur NL en RZ « Retour à Zéro ». Le signal en sortie du modulateur est donc un signal à 40 Gbit/s. Ensuite, il est injecté successivement dans deux étages composés de coupleurs  $1 \times 2$  afin de calquer ces impulsions en 4 différentes branches (ou canaux) (que la puissance moyenne qui se divise).

Grâce à des lignes à retard (tronçons de fibres de différentes longueurs ou trajets à l'aire libre), les répliques du signal sont retardées d'un canal à un autre d'une durée  $\tau$  (ici  $\tau = 6,25 \text{ ps}$ ) puis superposées au premier signal (en noir) à travers des coupleurs  $2 \times 1$  pour obtenir, au final, un train d'impulsions à 160 Gbit/s.



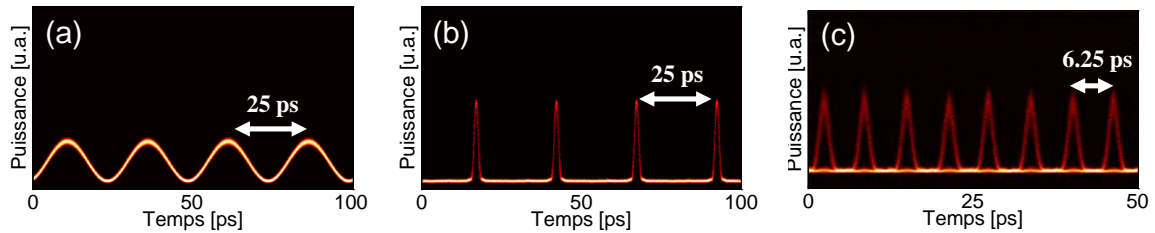


Figure 91 : Etapes expérimentales de formation temporel d'un train d'impulsions à 160 Gbit/s. (a) Battement sinusoïdal initial à 40 GHz (b) train d'impulsions en sortie du compresseur non linéaire et (c) signal à 160 Gbit/s en sortie d'OTDM.

La Figure 91 représente les résultats expérimentaux des profils temporels enregistrés par l'oscilloscope à échantillonnage optique « EXFO-Picosolve » du battement sinusoïdal initial à 40 GHz (Figure 91-a), du train d'impulsions en sortie du compresseur non-linéaire (Figure 91-b) et le signal codé et multiplexé à 160 Gbit/s par le système d'OTDM. Nous pouvons constater de ces résultats que grâce cette technique d'OTDM, nous avons pu augmenter le débit optique et obtenir ainsi un signal à 160 Gbit/s stable de haute qualité.

#### 4.2.3. Modulation de polarisation croisée « XPolM »

Dans cette section, nous présentons une autre approche, permettant d'augmenter le taux de répétition, basée sur la modulation de polarisation croisée « XPolM ».

Induire le phénomène d'instabilité modulationnelle « MI : *Modulational Instability* » avec une faible modulation  $\Omega$  dont la seconde harmonique  $2\Omega$  est contenue dans la bande de gain de la MI (voire correspond au maximum de gain) peut conduire à un transfert d'énergie efficace de l'onde pompe vers ce second harmonique pour ainsi générer un train d'impulsions à un taux de répétition au double de la fréquence initiale de modulation [41, 21, 12].

L'efficacité du doublage du taux de répétition par cette méthode est sensible à la différence de phase initiale entre l'onde pompe et le signal induit. Il peut même être annihilé pour une différence de phase de  $\pi/2$  et maximisé à une distance de propagation donnée pour une phase relative précise [41]. Ce procédé peut-être fort pratique afin de multiplier simplement le taux de répétition d'une source d'impulsions basée sur la MI induite (modèle à trois ondes comme présenté dans le chapitre 2). Cette technique reste cependant peu exploitée et est en cours d'étude au sein de l'équipe SLCO.

Le passage du cas scalaire au cas vectoriel est une extension naturelle de ce phénomène. Il consiste alors en une onde pompe dont l'instabilité est induite par une faible modulation sur la polarisation orthogonale via un processus de modulation de phase croisée « XPM : *Cross Phase Modulation* ». L'avantage important de cette configuration vectorielle est d'être indépendant de la phase relative entre l'onde pompe et la faible modulation. En effet le processus de modulation de phase croisée n'est sensible qu'au carré du champ. Le deuxième avantage de cette méthode est de donner lieu à des trains d'impulsions à haut taux d'extinction, c'est-à-dire sans piédestaux comme observé usuellement sur les impulsions issues du phénomène de la MI dans le cas scalaire (voir chapitre 2). Nous présentons, dans cette partie, la description théorique de cette approche. Ensuite, nous présentons l'application

expérimentale de cette technique pour générer un train d'impulsions à 80 GHz à partir d'une faible modulation croisée de polarisation d'un signal à 40 GHz dans la bande-C des télécommunications.

#### 4.2.3.1. Description de la technique

La propagation d'un champ optique polarisé dans une fibre optique, à une faible dispersion des modes de polarisation « PMD : *Polarization Mode Dispersion* », peut être décrit par l'équation Schrödinger non-linéaire vectorielle « VNLSE » normalisée suivante ou système de Manakov :

$$\begin{aligned} i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + (|u|^2 + |v|^2)u &= 0, \\ i \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + (|v|^2 + |u|^2)v &= 0, \end{aligned} \quad (4.11)$$

Où  $t$  et  $z$  sont, respectivement, les coordonnées du temps et de la distance;  $u$  et  $v$  les deux composantes orthogonales de la polarisation du champ.

L'évolution non-linéaire d'une onde pompe continue à faible modulation peut être exprimée à  $z = 0$  sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} u(z=0, t) &= u_0 + a_u \cdot e^{i\phi_u} \cdot \cos(\Omega t), \\ v(z=0, t) &= v_0 + a_v \cdot e^{i\phi_v} \cdot \cos(\Omega t), \end{aligned} \quad (4.12)$$

où  $u_0$  et  $v_0$  sont les amplitudes réelles de la porteuse, avec  $u_0^2 + v_0^2 = 1$ .  $a_{u,v}$ ,  $\phi_{u,v}$  et  $\Omega$  sont, respectivement, les amplitudes, les phases et la fréquence de la modulation initiale.

Nous rappelons que l'instabilité Modulationnelle « MI » se manifeste par la modulation d'amplitude d'une onde continue (ou quasi-continue), dans le régime anormal de dispersion, en présence d'une petite perturbation (ou d'une 2<sup>ème</sup> onde signal induite). La solution de l'équation (4.11) se traduit, dans le régime anormal de dispersion, pour une perturbation dans l'équation (4.12) sur le même état de polarisation de l'onde pompe ( $\phi_u = \phi_v$ ), c'est-à-dire équivalent au cas scalaire, à une fréquence de modulation  $0 \leq \Omega \leq \Omega_c$ , avec  $\Omega_c = 2$  et  $\Omega = \sqrt{2}$ , maximum de la bande gain de la MI.

L'évolution non-linéaire des conditions initiales de l'équation (4.11) conduit au développement du train d'impulsions à la fréquence fondamentale  $\Omega$ , et donc, à une période temporelle  $T = 2\pi/\Omega$ . Aussi, quand les harmoniques de la modulation initiale sont instables (avec  $u_m$  l'amplitude de la  $m^{ième}$  harmonique à la fréquence  $m\Omega$ , avec  $m\Omega \leq \Omega_c$  et  $m > 1$ ), l'évolution non-linéaire de l'onde pompe à faible modulation (équation 4.12) peut aussi conduire au développement des harmoniques des trains d'impulsions, à des périodes

$T_m = 2\pi / (m\Omega)$ . Dans la Figure 92, nous illustrons l'évolution spatio-temporelle numérique de l'amplitude  $|u|$ , lorsque la polarisation linéaire de l'onde pompe continue est à  $45^\circ$  des deux axes dégénérés de la biréfringence de la fibre (à savoir  $u_0^2 = v_0^2 = 1/2$ ) et perturbée par une modulation initiale d'amplitude parallèle et en phase (équivalent au cas scalaire), avec une fréquence  $\Omega_1 = 0,8718$  ( $2\Omega_1 < \Omega_c$ ),  $a_u = a_v = 10^{-2}u_0$  et  $\phi_u = \phi_v = 0$ .

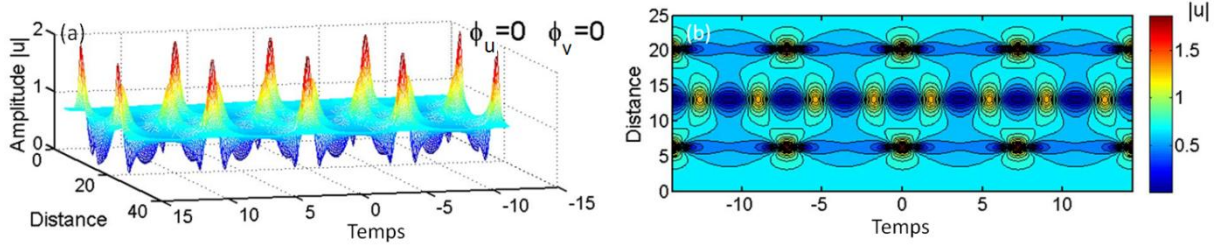


Figure 92 : Représentation numérique de l'évolution temporelle de l'amplitude du champ  $|u|$  en fonction de la distance  $z$ . (a) illustration de la surface et (b) du contour (d'après [13]).

Nous remarquons de ces résultats que des trains d'impulsions à la fréquence fondamentale  $\Omega$  sont générés à une distance de propagation  $z = 6$  et à  $z = 20$ , en bon accord avec le cas usuel de la MI scalaire et la récurrence spatiale en Fermi, Pasta, Ulam qui lui est associée. Cependant, on peut remarquer qu'à une distance de propagation correspondant à  $z = 13$ , un train d'impulsions à une fréquence de répétition doublée ( $2\Omega$ ) se crée avec une période  $T_2 = T/2$ . Notons que cette seconde harmonique  $2\Omega$  est absente aux conditions initiales de perturbation, et donc, a été créée durant la propagation dans la fibre après la formation des impulsions fondamentales [41, 21, 12]. La Figure 93-a illustre l'évolution numérique d'amplitude  $|u|$  (ou  $|v|$ ) des 4 premières harmoniques  $m\Omega$  (avec  $m = 1, 2, 3, 4$ ) en fonction de la distance  $z$ .

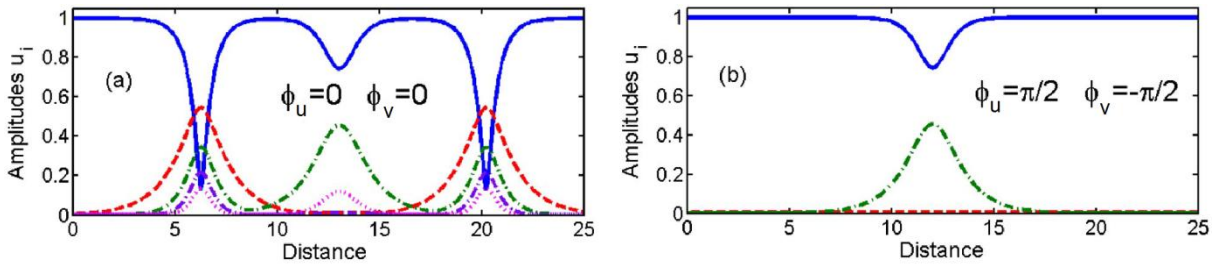


Figure 93 : Evolution numérique de l'amplitude de pompe et de ses harmoniques  $U_i$  en fonction de la distance  $z$ . (a) modulation initiale de l'onde pompe en phase et en parallèle (ligne bleue), la 1<sup>ère</sup> harmonique  $\Omega = +\Omega_1$  (pointillé en rouge), la 2<sup>ème</sup> harmonique  $\Omega = +2\Omega_1$  (pointillé en vert), la 3<sup>ème</sup> harmonique  $\Omega = +3\Omega_1$  (pointillé en violet) et la 4<sup>ème</sup> harmonique  $\Omega = +4\Omega_1$  (pointillé en rose) qui correspond aux résultats de la Figure 92. (b) Modulation initial orthogonale de la pompe (d'après [13]).

Comme dans le cas scalaire, la génération d'harmoniques des trains d'impulsions peut être contrôlée par la phase relative entre l'onde pompe et la modulation initiale. Ainsi, pour une

fréquence  $\Omega = \Omega_1$ , et dans le cas d'une phase relative pompe/signal en quadrature  $\phi_u = \phi_v = \pi/2$ , seul le train d'impulsions à la fréquence fondamentale serait formé [41]. La situation est différente lorsque l'état de polarisation de l'onde pompe est différente de celui de la modulation initiale, en particulier pour le cas orthogonal. Nous pouvons constater, d'après la Figure 93-b que pour une polarisation orthogonale entre pompe et signal, seul le train d'impulsions à la seconde harmonique  $\Omega = 2\Omega_1$  est ainsi généré, il y a alors doublement du taux de répétition.

La Figure 94-a correspond au cas où  $\Omega = \sqrt{2}$  (fréquence optimale de la bande de gain de la MI dans le cas scalaire), pour des polarisations pompe/signal orthogonales. Aussi, nous constatons de cette figure qu'il n'y a pas une croissance des harmoniques de la modulation initiale. Dans le cas de la Figure 94-b, la seconde harmonique de la modulation initiale apparaît pour des fréquences  $\Omega \leq 1$ . La fréquence optimale nécessaire pour générer un train d'impulsions de la seconde harmonique est de  $\Omega = 0,5$ , à cette fréquence les impulsions sont composées que des harmoniques paires de la modulation initiale. Dans le cas où  $\Omega < 0,5$ , à cette fréquence les impulsions ne sont composées que des harmoniques paires de modulation initiale.

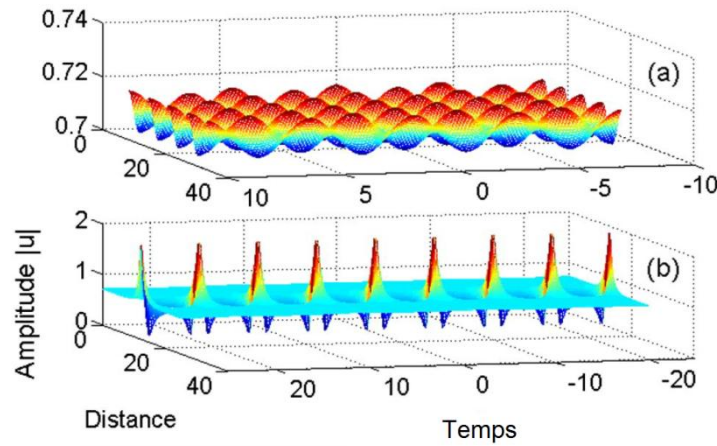


Figure 94 : Représentations numériques de l'amplitude du champ  $|u|$  en fonction de la distance pour le cas de polarisation orthogonale entre la pompe et les différentes bandes latérales  $\phi_u=0$  et  $\phi_v=\pi$ . (a)  $\Omega=\sqrt{2}$  et (b)  $\Omega = 0,5$ .

Pour résumer, le mécanisme physique qui permet de générer des impulsions à un taux de répétition égal à la fréquence des harmoniques paires de la modulation initiale est une perturbation orthogonale qui affecte la propagation de l'onde pompe via la modulation de phase croisée. Dans la section suivante, nous allons présenter le montage expérimental qui nous a permis de valider ces prédictions théoriques par le doublage du taux de répétition d'un train d'impulsions de 40 GHz à 80 GHz via cette technique.

#### 4.2.3.2. Résultats expérimentaux

Dans cette sous-partie, nous allons présenter une démonstration expérimentale de cette étude pour produire un train d'impulsions modulé périodiquement à une cadence de 80 GHz à partir d'un train d'impulsions à 40 GHz.

Dans la Figure 96, l'onde pompe est générée par une lumière polarisée d'une diode laser continue à 1555 nm. Le premier modulateur d'intensité « MI », piloté par un signal RF à 40 GHz, est mis en place pour générer un peigne de fréquence autour de la raie de l'onde pompe. Le modulateur de phase « MP », piloté par un signal RF à 85 MHz et à une puissance de 28 dBm, est mis en place pour supprimer l'effet Brillouin dans la ligne de transmission (voir le chapitre précédent). Pour augmenter la puissance crête sans augmenter la puissance moyenne, qui est au-dessous du seuil Brillouin, nous sur-modulons le signal grâce un 2<sup>ème</sup> modulateur d'intensité. Ce dernier est piloté à 1/10 du signal d'horloge (soit à 4 GHz) et découpé par des séquences RF de 4 bits (0010) pour créer un block de 10 signaux périodiques à un rapport cyclique de 1/4. Le signal en sortie du modulateur de phase est amplifié par un amplificateur optique dopé Erbium « EDFA » et divisé en puissance via un couleur 50:50. A ce stade, l'onde pompe et l'onde signal sont séparées par filtrage, en sortie des deux bras du coupleur, grâce à deux filtres optiques programmables « WS4000s » (Annexe C) WS1 et WS2 respectivement. L'onde pompe et l'onde signal sont contrôlées séparément par deux contrôleurs de polarisation « CP » pour produire un signal à une polarisation parallèle ou orthogonale après leurs passage par un 2<sup>ème</sup> coupleur 50:50. Au final, le signal produit est amplifié par un 2<sup>ème</sup> EDFA et injecté dans une fibre optique à dispersion décalée « NZ-DSF », prêtée par DRAKA (fabriquée par Prysmian Group), qui possède les paramètres suivants :

$Longueur[m]$	$D[ps.nm^{-1}.km^{-1}]$	$S[ps.nm^{-2}.km^{-1}]$	$\gamma[W^{-1}.km^{-1}]$	$PMD[ps.km^{-1/2}]$
5100	4,7	0,05	1,7	0,02

Figure 95 : Paramètre de la fibre, prêtée par DRAKA, utilisée lors de l'étude expérimentale.

Les deux profils temporel et spectral du signal en sortie, après sa propagation dans la fibre DRAKA, sont analysés simultanément par un oscilloscope à échantillonnage optique « OSO » (Annexe B) et par un analyseur de spectre optique « OSA : Yokogawa AQ6370 » respectivement (Voir Figure 96).

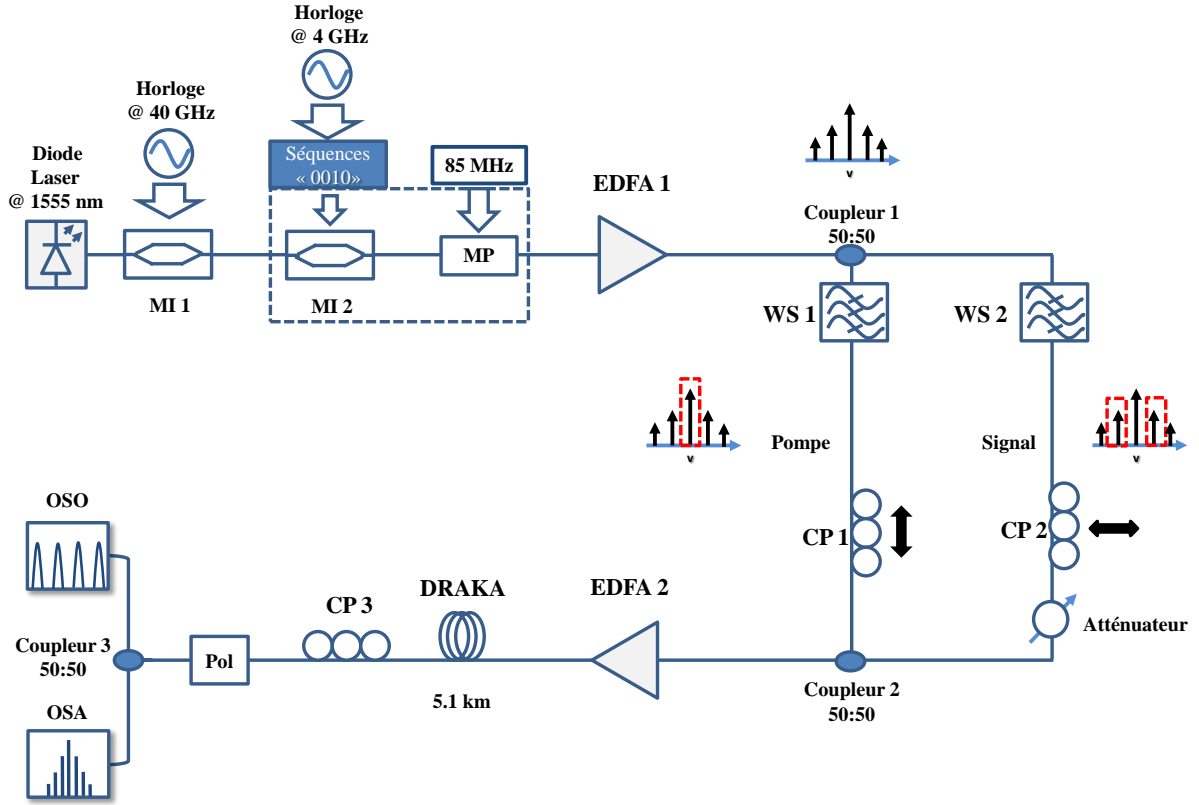


Figure 96 : Montage expérimental MI : Modulateur d'intensité, MP : Modulateur de phase, EDFA : Amplificateur optique dopé Erbium, WS : Filtre optique programmable « WaveShaper », CP : Contrôleur de polarisation, Pol : Polariseur, OSO : Oscilloscope à échantillonnage optique et OSA : Analyseur de spectre optique.

Dans un premier temps, nous déterminons expérimentalement la fréquence la bande de gain d'Instabilité Modulationnelle « MI » scalaire (correspond au pic du gain de la MI scalaire) par l'injection seulement de l'onde pompe dans la fibre. Pour une puissance moyenne d'onde pompe de 22 dBm (correspond à une puissance crête de 28 dBm obtenue par le rapport cyclique de 1/4) le pic de la MI scalaire spontanée est à la fréquence  $\nu_{MI} = 82 \text{ GHz}$ , ce résultat confirme la valeur théorique calculée à partir des paramètres de la fibre donnés par le constructeur.

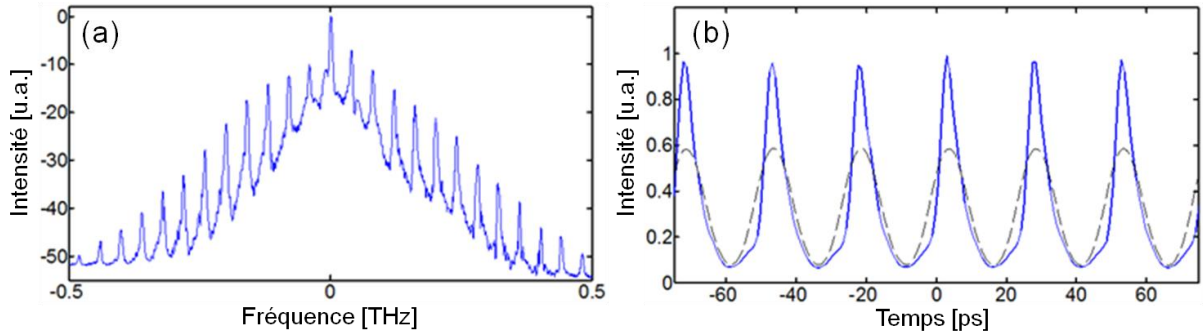


Figure 97 : Résultats expérimentaux lorsque les deux ondes, pompe et signal, sont injectées dans la fibre avec deux états de polarisation parallèles. (a) Profil spectral et (b) profil temporel en sortie du polariseur.



Dans la 2<sup>ème</sup> partie de cette expérience, nous réglons les deux contrôleurs de polarisation pour que les deux ondes pompe et signal soient parallèles en polarisation. La fréquence de modulation initiale est de  $\nu = \nu_{MI}/2 \approx 40 \text{ GHz}$  (voir le montage ci-dessus). Les deux figures (Figure 97-a et Figure 97-b) illustrent, respectivement, les deux profils temporel et spectral du signal en sortie de fibre pour une puissance pompe de 19,7 dBm. Dans la Figure 97-a, le spectre obtenu a une forme quasi-triangulaire dont la plupart des harmoniques correspondent à la modulation initiale. Ce résultat est en bon accord avec les prédictions numériques [21]. Le profil temporel (Figure 97-b), quant à lui, représente une compression du battement sinusoïdal initial (pointillé) en un train d'impulsions cadencé à 40 GHz (ligne).

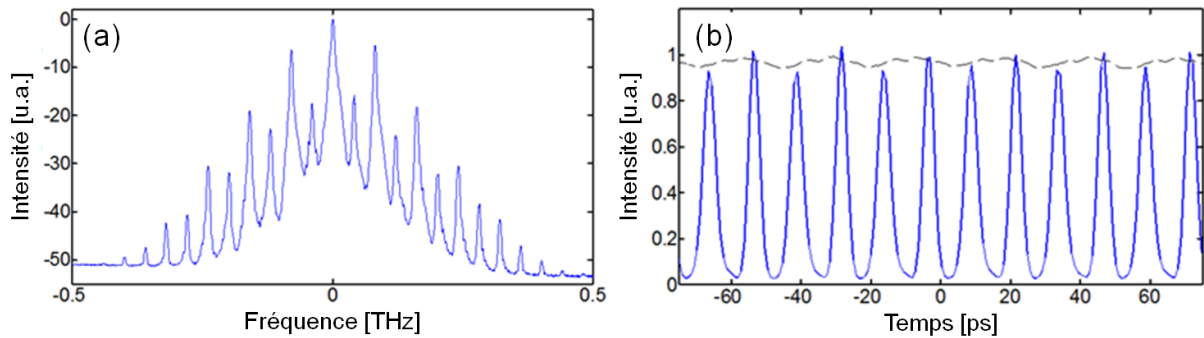


Figure 98 : Résultats expérimentaux lorsque les deux ondes, pompe et signal, sont injectées dans la fibre avec deux états de polarisation orthogonaux. (a) Profil spectral et (b) profil temporel en sortie du polariseur.

Dans la 3<sup>ème</sup> et dernière partie de cette expérience, les deux ondes pompe et signal sont injectées dans la fibre avec deux polarisations orthogonales. Les puissances moyennes pompe et signal sont fixées à 20,5 dBm et 10,5 dBm respectivement. Notant que la partie résiduelle mesurée de l'onde signal sur l'axe pompe est de moins de -6 dBm. Les deux figures (Figure 98-a et Figure 98-b) illustrent, respectivement, les profils temporels et spectraux en sortie du polariseur « Pol » qui est orienté parallèlement à la polarisation de l'onde pompe. Cette fois-ci, le spectre est dominé par les harmoniques paires de fréquences  $2 \times 40 \text{ GHz} \times k$  (avec  $k \in \mathbb{N}^{+*}$ ), alors que les harmoniques impaires ( $40 \text{ GHz} \times k$ ) de la modulation initiale restent faible (Figure 98-a). Ces résultats sont en bon accord avec les prédictions théoriques de la XPolM-MI, et donc, nous confirmons que la génération et l'amplification de la seconde harmonique de modulation sont obtenues grâce à la fréquence initiale de modulation qui correspond à la moitié du pic de gain de la MI-scalaire :  $\nu = \nu_{MI}/2 \approx 40 \text{ GHz}$ . Dans la Figure 98-b du profil temporel, les impulsions gaussiennes ainsi générées ont une largeur totale à mi-hauteur de 4 ps et cadencées à 80 GHz. Ce taux de répétition correspond bien à la fréquence de la seconde harmonique.

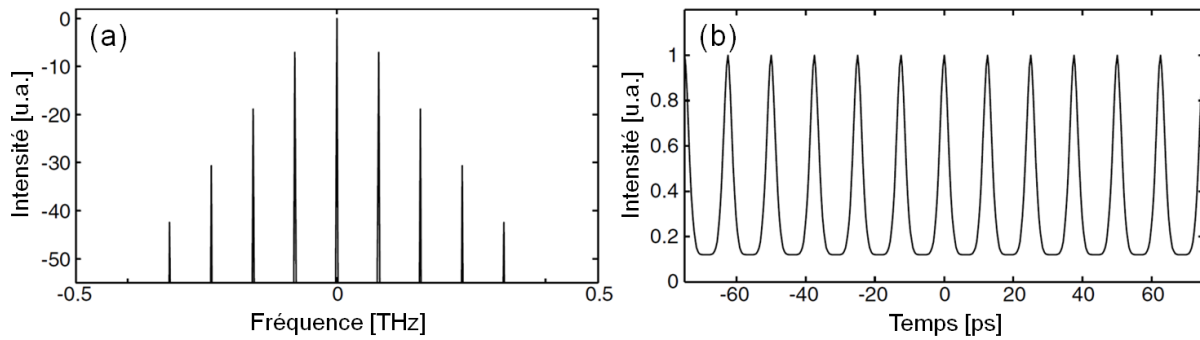


Figure 99 : Résultats numériques : (a) Profil spectral et (b) profil temporel.

Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les résultats numériques obtenus par la résolution de l'équation « VNLSE » illustrés dans la Figure 99. Notant que les raies résiduels à  $-40\text{ GHz}$  et à  $40\text{ GHz}$  du signal initial ont une intensité de  $-20\text{ dBm}$  (Figure 98-a). Cette énergie résiduelle provoque l'addition périodique d'une faible sur-modulation sur le train d'impulsions (Figure 98-b).

#### 4.2.3.3. Conclusion

Pour conclure cette partie, nous avons présenté une étude numérique et expérimentale de l'amplification des harmoniques spectrales paires d'un train d'impulsions à  $40\text{ GHz}$  par l'injection de deux ondes, pompe et signal (ou signal de modulation), orthogonalement polarisées dans une fibre à faible biréfringence. Cette amplification des harmoniques paires permet de doubler le taux de répétition initial, et donc, d'obtenir un train d'impulsions à  $80\text{ GHz}$  dans la bande-C des télécommunications en appliquant la XPolM-MI dans une fibre à dispersion décalée « NZ-DSF ».

### 4.3. Conclusion du chapitre

La génération d'un train d'impulsions ultra-courtes, à partir d'une La compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal par 4 étages fibrés, est une technique qui nous a permis de générer un train d'impulsions ultra-courtes, avec un rapport cyclique de  $1/17$ , de largeur temporelle de  $1,5\text{ ps}$  à un taux de répétition de  $40\text{ GHz}$ . Grâce au battement sinusoïdal initial, formé par doublage de fréquence, le train d'impulsions formé est très stable à cette cadence (avec une gigue temporelle de moins de  $250\text{ fs}$ ) ce qui est souhaitable dans de nombreuses applications telles que dans les télécommunications optiques.

La génération de tels trains d'impulsions, avec un faible rapport cyclique à une cadence de  $40\text{ GHz}$ , peut être intégrer dans un système permettant avec étage fibré permettant le doublage ou le quadruplage du taux de répétition jusqu'à  $160\text{ GHz}$  grâce à l'effet Talbot. Le taux de répétition peut aussi être doublé par la modulation de polarisation croisée « XPolM-MI » pour atteindre  $80\text{ GHz}$ . Aussi, il est possible d'utiliser cette source d'impulsions pour augmenter le débit optique jusqu'à  $160\text{ Gbit/s}$  grâce au système de codage et de multiplexage temporel optique « OTDM ».





#### 4.4. Références du chapitre 4

- [1] G. P. Agrawal. *"Lightwave technology: telecommunication systems"*. 2005.
- [2] J. Azaña and L. R. Chen. *"General temporal self-imaging phenomena"*. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20(7):1447–1458, Jul 2003.
- [3] J. Azaña, P. Kockaert, R. Slavik, L. R. Chen, and S. LaRochelle. *"Generation of a 100-GHz optical pulse train by pulse repetition-rate multiplication using superimposed fiber Bragg gratings"*. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 15(3):413–415, 2003.
- [4] J. Azaña and M. A. Muriel. *"Technique for multiplying the repetition rates of periodic trains of pulses by means of atemporal self-imaging effect in chirped fiber gratings"*. *Opt. Lett.*, 24(23):1672–1674, Dec 1999.
- [5] J. Azaña and M. A. Muriel. *"Temporal self-imaging effects: theory and application for multiplying pulse repetition rates"*. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 7(4):728–744, 2001.
- [6] J.A. Bolger, P. Hu, J. T. Mok, J.L. Blows, and B. J. Eggleton. *"Talbot self-imaging and cross-phase modulation for generation of tunable high repetition rate pulse trains"*. *Optics communications*, 249(4):431–439, 2005.
- [7] D. A. Chestnut, C. J. S. de Matos, and J. R. Taylor. *"4 repetition-rate multiplication and Raman compression of pulses in the same optical fiber"*. *Opt. Lett.*, 27(14):1262–1264, Jul 2002.
- [8] S. Chin, N. Primerov, S. Sales, and L. Thévenaz. *"Tunable multiplication of the repetition rate of an optical pulse train using dynamic Brillouin gratings in optical fibers"*. In *CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest*, page CD\_P8. Optical Society of America, 2011.
- [9] E. Ciaramella, G. Contestabile, A. D'Errico, C. Loiacono, and M. Presi. *"High-power widely tunable 40-GHz pulse source for 160-Gb/s OTDM systems based on nonlinear fiber effects"*. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 16(3):753–755, 2004.
- [10] A. D Errico, C. Loiacono, M. Presi, G. Contestabile, and E. Ciaramella. *"Widely tunable 40 GHz pulse source for 160 Gbit/s OTDM by simultaneous soliton generation and compression"*. In *ECOC, Italy*, page We 2.6.5, 2003.
- [11] I. El Mansouri, J. Fatome, C. Finot, M. Lintz, and S. Pitois. *"All-fibered high-quality stable 20-and 40-GHz picosecond pulse generators for 160-Gb/s OTDM applications"*. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 23(20):1487–1489, 2011.
- [12] M. Erkintalo, K. Hammani, B. Kibler, C. Finot, N. Akhmediev, J. M. Dudley, and G. Genty. *"Higher-order modulation instability in nonlinear fiber optics"*. *Physical Review Letters*, 107(25):253901, 2011.

- [13] J. Fatome, I. El Mansouri, J.-L. Blanchet, S. Pitois, G. Millot, S. Trillo, and S. Wabnitz. "Even harmonic pulse train generation by cross-polarization-modulation seeded instability in optical fibers". *J. Opt. Soc. Am. B*, 30(1):99–106, Jan 2013.
- [14] J. Fatome, S. Pitois, C. Fortier, B. Kibler, C. Finot, G. Millot, C. Courde, M. Lintz, and E. Samain. "Multiple four-wave mixing in optical fibers: 1.5–3.4-THz femtosecond pulse sources and real-time monitoring of a 20-GHz picosecond source". *Optics Communications*, 283(11):2425–2429, 2010.
- [15] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. "Influence of third-order dispersion on the temporal Talbot effect". *Optics communications*, 234(1):29–34, 2004.
- [16] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. "20-GHz-to-1-THz repetition rate pulse sources based on multiple four-wave mixing in optical fibers". *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 42(10):1038–1046, 2006.
- [17] C. Finot, J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. "All-fibered high-quality low duty-cycle 20-GHz and 40-GHz picosecond pulse sources". *Photonics Technology Letters, IEEE*, 19(21):1711–1713, 2007.
- [18] C. Finot, F. Parmigiani, P. Petropoulos, and D. J. Richardson. "Parabolic Pulse Evolution in Normally Dispersive Fiber Amplifiers Preceding the Similariton Formation Regime". In *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, page CThR5. Optical Society of America, 2006.
- [19] C. Finot, L. Provost, P. Petropoulos, and D. J. Richardson. "Parabolic pulse generation through passive nonlinear pulse reshaping in a normally dispersive two segment fiber device". *Opt. Express*, 15(3):852–864, Feb 2007.
- [20] C. Fortier, B. Kibler, J. Fatome, C. Finot, S. Pitois, and G. Millot. "All-fibered high-quality low duty-cycle 160-GHz femtosecond pulse source". *Laser Physics Letters*, 5(11):817–820, 2008.
- [21] K. Hammani, B. Kibler, C. Finot, P. Morin, J. Fatome, J. M. Dudley, and G. Millot. "Peregrine soliton generation and breakup in standard telecommunications fiber". *Opt. Lett.*, 36(2):112–114, Jan 2011.
- [22] H. Hu, H.C.H. Mulvad, C. Peucheret, M. Galili, A. Clausen, P. Jeppesen, and L. K. Oxenløwe. "10 GHz pulse source for 640 Gbit/s OTDM based on phase modulator and self-phase modulation". *Opt. Express*, 19(26):B343–B349, Dec 2011.
- [23] T. Inoue and S. Namiki. "Pulse compression techniques using highly nonlinear fibers". *Laser & Photonics Reviews*, 2(1-2):83–99, 2008.
- [24] T. Jannson and J. Jannson. "Temporal self-imaging effect in single-mode fibers". *J. Opt. Soc. Am.*, 71(11):1373–1376, Nov 1981.

- [25] J. Caraquitená, Z. Jiang, D. E. Leaird, and A. M. Weiner. "Tunable pulse repetition-rate multiplication using phase-only line-by-line pulse shaping". *Opt. Lett.*, 32(6):716–718, Mar 2007.
- [26] S. Longhi, M. Marano, P. Laporta, O. Svelto, M. Belmonte, B. Agogliati, L. Arcangeli, V. Pruneri, M. N. Zervas, and M. Ibsen. "40-GHz pulse-train generation at 1.5  $\mu\text{m}$  with a chirped fiber grating as a frequency multiplier". *Opt. Lett.*, 25(19):1481–1483, Oct 2000.
- [27] I. El Mansouri, J. Fatome, S. Pitois, C. Finot, and M. Lintz. "All-Fibered High-Quality 20-GHz and 40-GHz Picosecond Pulse Generator". In *European Conference and Exposition on Optical Communications*, page We.10.P1.13. Optical Society of America, 2011.
- [28] J. Azaña and M. A. Muriel. "Temporal Talbot effect in fiber gratings and its applications". *Appl. Opt.*, 38(32):6700–6704, Nov 1999.
- [29] M. Nakazawa. "Tb/s OTDM technology". In *Optical Communication, 2001. ECOC'01. 27th European Conference on*, volume 5, pages 184–187. IEEE, 2001.
- [30] M. Nakazawa, T. Yamamoto, and K.R. Tamura. "1.28 Tbit/s-70 km OTDM transmission using third-and fourth-order simultaneous dispersion compensation with a phase modulator". *Electronics Letters*, 36(24):2027–2029, 2000.
- [31] M. Nakazawa, E. Yoshida, T. Yamamoto, E. Yamada, and A. Sahara. "TDM single channel 640 Gbit/s transmission experiment over 60 km using 400 fs pulse train and walk-off free, dispersion flattened nonlinear optical loop mirror". *Electronics Letters*, 34(9):907–908, 1998.
- [32] F. Parmigiani, C. Finot, K. Mukasa, M. Ibsen, M. A. Roelens, P. Petropoulos, and D.J. Richardson. "Ultra-flat SPM-broadened spectra in a highly nonlinear fiber using parabolic pulses formed in a fiber Bragg grating". *Opt. Express*, 14(17):7617–7622, Aug 2006.
- [33] P. Petropoulos, M. Ibsen, M. N. Zervas, and D. J. Richardson. "Generation of a 40-GHz pulse stream by pulse multiplication with a sampled fiber Bragg grating". *Opt. Lett.*, 25(8):521–523, Apr 2000.
- [34] S. Pitois, J. Fatome, and G. Millot. "Generation of a 160-GHz transform-limited pedestal-free pulse train through multiwave mixing compression of a dual-frequency beat signal". *Opt. Lett.*, 27(19):1729–1731, Oct 2002.
- [35] S. Pitois, C. Finot, J. Fatome, B. Sinardet, and G. Millot. "Generation of 20-GHz picosecond pulse trains in the normal and anomalous dispersion regimes of optical fibers". *Optics communications*, 260(1):301–306, 2006.
- [36] M. A. Preciado and M. A. Muriel. "All-pass optical structures for repetition rate multiplication". *Opt. Express*, 16(15):11162–11168, Jul 2008.
- [37] D. Pudo. "On the Temporal Talbot effect in optical communication systems". 2007.

- [38] D.S. Seo, D.E. Leaird, A.M. Weiner, S. Kamei, M. Ishii, A. Sugita, and K. Okamoto. "Continuous 500 GHz pulse train generation by repetition-rate multiplication using arrayed waveguide grating". *Electronics Letters*, 39(15):1138–1139, 2003.
- [39] I. Shake, H. Takara, S. Kawanishi, and M. Saruwatari. "High-repetition-rate optical pulse generation by using chirped optical pulses". *Electronics Letters*, 34(8):792–793, 1998.
- [40] A. Takada and M. Saruwatari. "100Gbit/s optical signal generation by time-division multiplication of modulated and compressed pulses from gain-switched distributed feedback (DFB) laser diode". *Electronics Letters*, 24(23):1406–1408, 1988.
- [41] S. Wabnitz and N. Akhmediev. "Efficient modulation frequency doubling by induced modulation instability". *Optics Communications*, 283(6):1152–1154, 2010.
- [42] H.G. Weber, R. Ludwig, S. Ferber, C. Schmidt-Langhorst, M. Kroh, V. Marembert, C. Boerner, and C. Schubert. "Ultrahigh-Speed OTDM-Transmission Technology". *J. Lightwave Technol.*, 24(12):4616–4627, Dec 2006.
- [43] A. O. Wiberg, B.-P. Kuo, C.-S. Brès, and S. Radic. "High quality non-linearly compressed cavity-less 40 GHz sub-picosecond pulse source". In *European Conference and Exhibition on Optical Communication*, pages 1–3. IEEE, 2010.

## 5. Prototype de la source à 40 GHz : Stratégie de valorisation pour un intérêt socio-économique

La génération des trains d'impulsions à hautes cadences de répétition (de 20 GHz à 2 THz) par compression non linéaire d'un battement sinusoïdal est une technique bien maîtrisée par le laboratoire *Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne « ICB »* [13, 14, 15, 35, 17, 6, 15, 16]. Ce type de source, basé sur la compression non linéaire d'un battement sinusoïdal au sein d'une fibre optique, grâce au processus du MFWM, présente l'avantage d'être accordable en longueur d'onde, en largeur d'impulsions et en débit. Cependant, la génération du battement sinusoïdal nécessite l'utilisation de deux diodes laser indépendantes, et sans système d'asservissement du taux de répétition, cette configuration empêche actuellement toute synchronisation ou récupération d'horloge. Par conséquent, l'implantation d'un tel dispositif au sein d'applications industrielles ou Télécoms est à l'heure actuelle proscrite.

La suite de ces travaux, que nous avons présentés au 2<sup>ème</sup> chapitre, a garanti la génération des trains d'impulsions stables, de bonne qualité, à des taux de répétitions élevés (à 20 GHz et 40 GHz) autour de 1550 nm, en limite de Fourier et avec un rapport cyclique de 1/5 et de 1/17. La stabilité du système est obtenue grâce à la modulation d'une seule diode laser via un modulateur MZM piloté à son point nul de transmission par un signal HF à la moitié de la fréquence du taux de répétition souhaité.

Grâce au programme « Emergence » de l'Agence Nationale de la Recherche « **ANR** » le développement expérimental et la maturation de ce concept sont orienté vers un transfert technologique qui s'inscrit dans le cadre du projet SO-FAST « Source Optique Fibrée pour Applications aux Systèmes Télécoms ». L'objectif du projet SO-FAST est de concevoir, prototyper et étudier des sources optiques entièrement fibrées, sans blocage de modes et à très hautes cadences de 10 à 100 GHz centrées autour de 1550 nm pour l'instrumentation et le domaine des télécoms. Le déroulement de ce projet s'inscrit, aussi, dans les objectifs du programme régional JCE « Jeunes Chercheurs Entrepreneurs » du **Conseil Régional de Bourgogne**.

Dans la première partie, nous allons présenter les démarches que nous avons suivies dans le cadre de ce projet afin de concevoir un premier prototype qui a élevé le projet SO FAST au niveau 6 de maturité sur l'échelle TRL « *Technology Readiness Level* » : démonstration du prototype dans un environnement représentatif. Ensuite, nous présentons dans la deuxième partie la recherche d'antériorité qui a été faite par un cabinet spécialisé en propriété intellectuelle. La dernière partie sera consacrer à une étude de marché qui a été réalisée par un cabinet spécialisé dans le domaine d'optique afin d'identifier les concurrents directs et indirects et aussi pour cibler le(s) marché(s) potentiel(s) de la source SO-FAST.

### 5.1. Du laboratoire à la conception du prototype

Le pilotage et le management des différentes tâches du projet SO-FAST sont assuré par le **laboratoire ICB** qui a déjà prouvé son efficacité et son expertise à travers sa participation à différents projets ANR tels que FUTUR, Iliade, PERSYST 2, Costume, Manureva, Confian, Continuum, Sophicars ou Supercode. En étroite collaboration avec l'ICB, le programme de valorisation *Synerjinov* de l'Université de Bourgogne a pris en charge la partie accompagnement, gestion, communications et valorisation du projet.

#### 5.1.1. Développement de la source laboratoire

La première partie du projet SO-FAST a été principalement consacrée au développement de la source qualifiée de « Source de laboratoire ». L'étude numérique et expérimentale de cette tâche a été présentée en détail au 2<sup>ème</sup> chapitre pour la réalisation de trains d'impulsions stables à 40 GHz à partir d'un battement sinusoïdal généré par un modulateur de Niobate de Lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ) piloté au point nul de transmission de sa fonction de transfert avec un signal HF de fréquence  $\Delta f/2$  (où  $\Delta f$  est le taux de répétition souhaité).

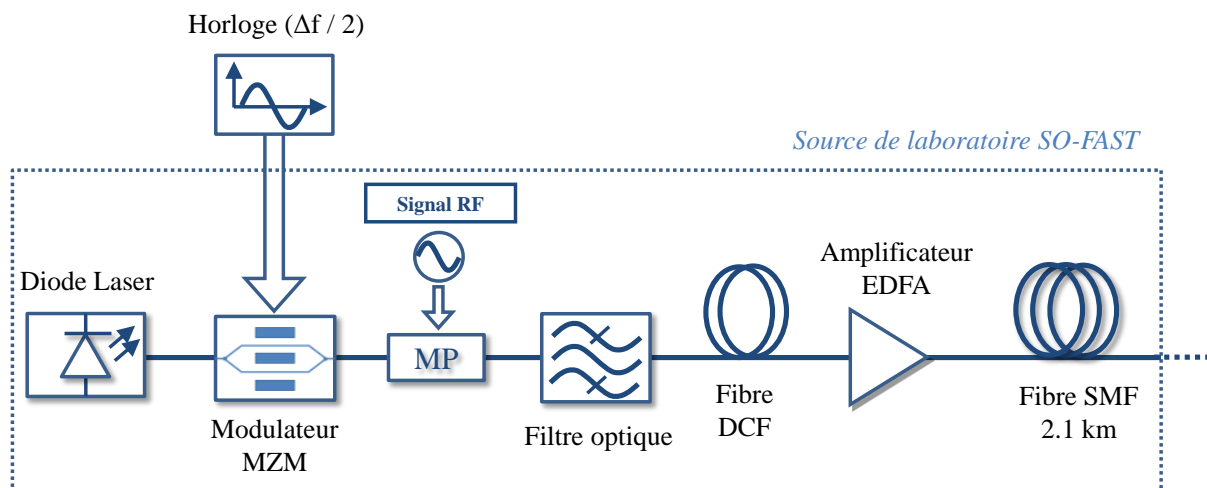


Figure 100 : Représentation schématique du montage de la source de laboratoire SO-FAST. MP : Modulateur de phase.

La Figure 100 illustre le montage de la source dite « de laboratoire » que nous avons étudiée dans le 2<sup>ème</sup> chapitre. Les résultats expérimentaux ont montré la bonne qualité des trains d'impulsions gaussiennes générés à 20 GHz et 40 GHz de largeurs temporelles de 11,7 ps et de 5,5 ps respectivement. Cependant, les différents composants du montage sont des équipements volumineux de laboratoire appelés « Bench-top ». Afin de réaliser un prototype prêt à être mobile ou à être installé en rack, nous avons réalisé le montage avec des composants « en module ».

### 5.1.2. Conception du prototype à 40 GHz

Le choix des composants de la source a été réalisé sur plusieurs critères tels que l'offre technologique, la fiabilité et le coût des composants.

- Modulateur d'intensité : Modulateur de Niobate de Lithium fabriqué par **Photline Technologies** « Réf. : MX-LN-40 » qui possède une largeur de bande électro-optique de 29 GHz avec un taux d'extinction DC supérieur à 40 dB et une tension caractéristique de  $V_{\pi} = 6,4 \text{ V}$  à 1550 nm.
- Modulateur de phase : Modulateur de Niobate de Lithium fabriqué par **Photline Technologies** « Réf. : MPX-LN » qui possède une largeur de bande électro-optique supérieure à 100 MHz et une tension caractéristique de  $V_{\pi} = 3,3 \text{ V}$  à 1550 nm. Le modulateur est piloté par un signal RF délivré par un VCO (*Voltage Controlled Oscillator*) fabriqué par **Mini-circuits** « Réf. : ZX95-100-S+ » accordable entre 50 et 100 MHz, et amplifier par un amplificateur RF.
- Amplificateur du signal RF : Afin d'obtenir une meilleure qualité de modulation, le signal RF à l'entrée du modulateur d'intensité est amplifié par un amplificateur RF fabriqué par **Centellax** « Réf. : UA0L30VM » qui possède 30 GHz de bande passante.
- Amplificateur optique : Amplificateur de type EDFA fabriqué par **Manlight** « Réf. : HWT-YEDFA-GM-P-1-30 » qui permet d'amplifier un signal dans la bande-C (1540 nm – 1560 nm) jusqu'à 30 dBm.
- Fibre SMF de 2,1 km : Afin d'intégrer 2,1 km de fibre SMF dans le prototype de la source, la société **Idil** a conçu un tore de fibre sans support physique à faible diamètre ( $\approx 10 \text{ cm}$ ).

Les premiers tests préliminaires de caractérisation des composants choisis et de la génération des trains d'impulsions à 40 GHz (avec l'ensemble des composants) ont été réalisés au sein du laboratoire ICB. Aussi, deux programmes avec interface « Labview » ont été réalisés afin de piloter la diode laser (Figure 101-a) et l'amplificateur optique (Figure 101-b).

Ensuite, l'intégration du prototype a été réalisée sous forme d'une prestation extérieure par la société **Photline Technologies** qui a conçu le design interne ainsi que l'intégralité des systèmes électriques et électroniques de commande, notamment le contrôleur du bias « MBC : *Modulator Bias Controller* » afin de stabiliser le point de fonctionnement du modulateur, grâce à son expertise dans le domaine. Le plan de conception de la face avant et arrière du prototype de la source SO-FAST à 40 GHz est illustré dans la Figure 101-c.



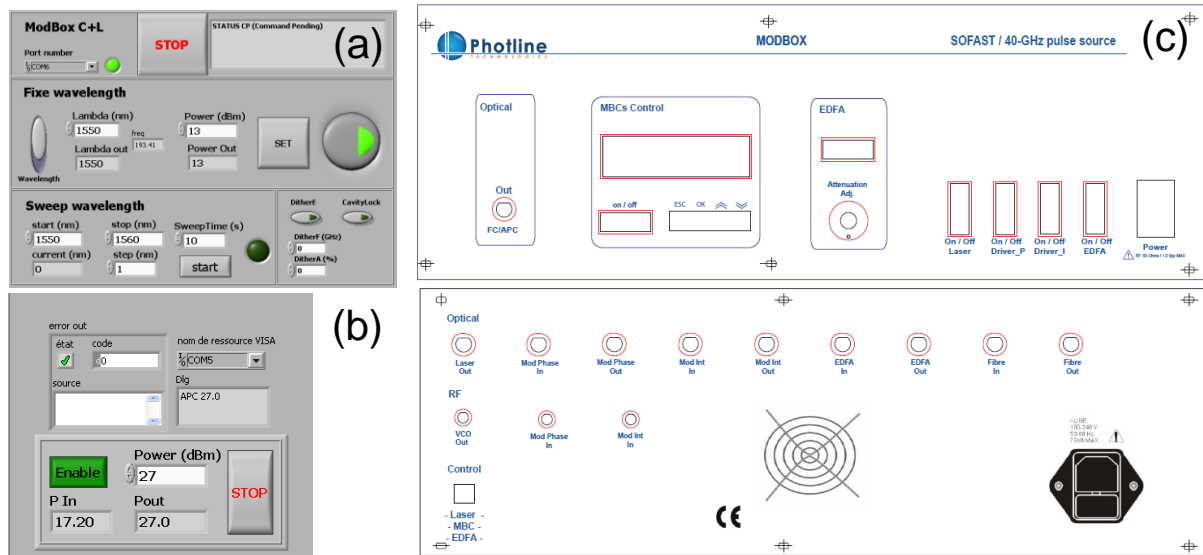


Figure 101 : Modèle de conception du prototype de la source SO-FAST à 40 GHz. Interface du programme Labview de commande de la diode continue (a) et de l'amplificateur optique (b) intégrés dans le prototype de la source SO-FAST. (c) Plan de conception des faces avant et arrière du prototype réalisées par Photline Technologies.

Une première mise en route « en direct » du prototype SO-FAST à 40 GHz a été exhibée fin 2011 à la conférence européenne de communication optique « ECOC » qui s'est déroulée à Genève (Suisse). L'idée de cette démonstration est de réaliser une re-polarisation des trains d'impulsions à 40 GHz, après brouillage ou application d'une fluctuation de polarisation, avec un attracteur de polarisation conçu à l'**ICB** et breveté par la même équipe du laboratoire. Une plaquette a été réalisée pour cette occasion en collaboration avec des industriels : *Anritsu*, *Finisar*, *Photline technologies*, *Tektronix* et *Yenista*.



Figure 102 : Plaquette de la source SO-FAST ainsi que la photo du stand de l'ICB lors du salon d'exhibitions à la 37<sup>ème</sup> conférence européenne en communication optique « ECOC 2011 » à Genève - Suisse.

La suppression de l'effet Brillouin par des isolateurs optiques au lieu du modulateur de phase (que nous avons présenté dans le 3<sup>ème</sup> chapitre) est une technique envisagée à être intégrée dans le futur prototype de la source SO-FAST qui nous permettra, d'une part, d'améliorer la stabilité des trains d'impulsions produites, et d'autre part, de diminuer le coût de fabrication du prototype.

## 5.2. Recherche d'antériorité et la protection intellectuelle de la source SO-FAST

Un certain nombre de brevets existent sur la génération ou la compression d'impulsions à hautes cadences mais aucun de ceux référencés dans ce chapitre ne concerne la compression d'un battement sinusoïdal par MFWM [10, 11, 12, 21, 22]. Les plus proches travaux protégés proposent la compression d'un battement sinusoïdal obtenu par superposition de deux ondes continues (donc sans synchronisation possible) et dans des compresseurs relativement complexes à profil de dispersion décroissante comb-like. Cependant, ces deux brevets soulignent l'importance de supprimer la diffusion Brillouin stimulée, soit par modulation de la phase, soit par élargissement spectral des ondes continues par effet non linéaire ou soit par isolateurs optiques [47, 10, 11, 12, 21, 22].

Afin d'effectuer la recherche d'antériorités concernant le concept de la source optique à haut-débit par modulation et compression d'un battement dans une fibre optique. La société **Gevers**, spécialisée en propriété intellectuelle, a réalisée cette étude. Le résultat de cette recherche d'antériorité a permis de détecter l'existence de deux documents de littérature brevets qui paraissent être les plus pertinents et décrivent des objets dont certaines des caractéristiques sont similaires à celles du concept de la source SO-FAST [14, 16]. Aussi, l'étude a souligné l'existence d'autres brevets de même arrière plan technologique mais de caractéristiques plus éloignées de ceux du concept présenté [1, 20, 19, 9, 15, 18, 13].

Le premier brevet principal protège l'invention, proposée par Korotky et Veselka (*Lucent technologies*), d'une source laser à longueur d'ondes multiples pour les systèmes de communication optique basés sur le multiplexage en longueurs d'ondes « WDM ». Le principe de cette source est basé sur la génération des composantes spectrales d'ordres supérieures à partir d'un battement sinusoïdal, obtenu par une modulation d'un signal continue par modulateur MZM piloté par un signal RF, injecté dans un étage non-linéaire fibré [14].

Le deuxième brevet principal protège l'invention, proposée par McDonald George John (*Qinetiq Limited*), d'horloge optique à partir d'un train d'impulsions optiques ultra-courtes à faible gigue temporelle pour des applications en télécommunications optiques et en conversion photonique analogique-numérique [16]. Le principe de base pour obtenir un train d'impulsions optiques ultra-courtes, dans cette invention, est de moduler en phase un signal d'entrée composé de plusieurs composantes spectrales puis de l'injecter dans une fibre dispersive afin de compenser le chirp ainsi généré et obtenir ainsi une compression temporelle des impulsions. L'inventeur précise, dans ce brevet, que les différentes composantes spectrales sont suffisamment larges pour empêcher la rétrodiffusion Brillouin.

Nous pouvons souligner, grâce à cette recherche d'antériorité, que le laboratoire **ICB** est un des seuls laboratoires à avoir développé la technique de « MFWM » pour obtenir une compression d'un battement sinusoïdal à hautes cadences. Aussi, il est à noter qu'aucune entreprise internationale ne commercialise une telle source fibrée basée sur la compression

d'un battement sinusoïdal. Cependant, il n'est possible de protéger la source par un brevet car il existe déjà une antériorité de publications.

### 5.3. Etude de marché

Afin de déterminer le positionnement de la source SO-FAST, identifier ses concurrents directs et connaître la direction dans laquelle elle doit être développée, une étude de marché a été réalisée par une prestation extérieure de la société **Tematys** spécialisée dans la stratégie des marchés dans le domaine d'optique sous la direction de *Jacques COCHARD*.

#### 5.3.1. Positionnement de la source SO-FAST

Le positionnement de la source SO-FAST dans le domaine des sources d'impulsions optiques est une étude qui nous a permis de comparer ses performances avec celles des autres produits existants sur le marché des sources impulsives. La comparaison des performances a été réalisée en termes de taux de répétition (Figure 103-a), la puissance moyenne délivrée (Figure 103-b) et la longueur d'onde (Figure 103-c) en fonction de la largeur temporelle des trains d'impulsions en sortie. Nous présentons dans la Figure 103 le positionnement (cadres pointillés) de la source SO-FAST (en noir) par rapport aux autres technologies existantes.

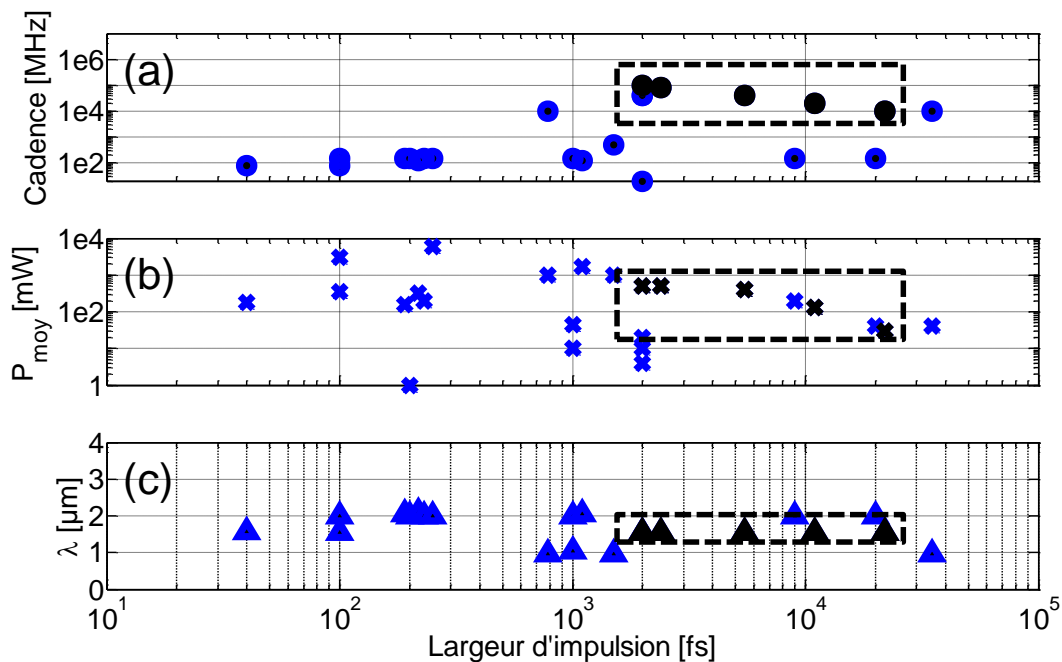


Figure 103 : Positionnement des performances de la source SO-FAST (en noir) par rapport à d'autres produits commerciaux. (a) Taux de répétition, (b) puissance moyenne en sortie et (c) longueur d'onde en fonction de la largeur d'impulsion en échelle logarithmique.

Nous pouvons constater de cette représentation comparative des produits sources, réalisée par *Tematys*, que la source SO-FAST offre des trains d'impulsions à cadences élevées par rapport aux produits existants (Figure 103-a). A des taux de répétition entre 10 et 40 GHz, elle

est en concurrence direct avec les sociétés *Calmar*, *Pritel* et *ETH Zurich* qui offrent des sources à une largeur temporelle de 1 à 10 ps dans la bande C des télécoms mais avec des techniques du blocage de modes. Concernant la puissance moyenne, la source SO-FAST délivre des puissances moyennes allant de 50 mW jusqu'à 550 mW (Figure 103-b). Plusieurs technologies de sources offrent de tel ordre de puissances telles que QW-VCSEL, QD-VECSEL ou MIXSEL avec largeurs temporelles de 3,5 à 15 ps mais dans la longueur d'onde 965 nm. En termes de longueurs d'ondes, en plus des sociétés *Calmar*, *Pritel* et *ETH*, la société *Toptica* commercialise des lasers à blocage de mode (SAM) dans la bande C avec des impulsions femto-secondes (de 40 à 100 fs) mais à des cadences plus faibles (80 MHz).

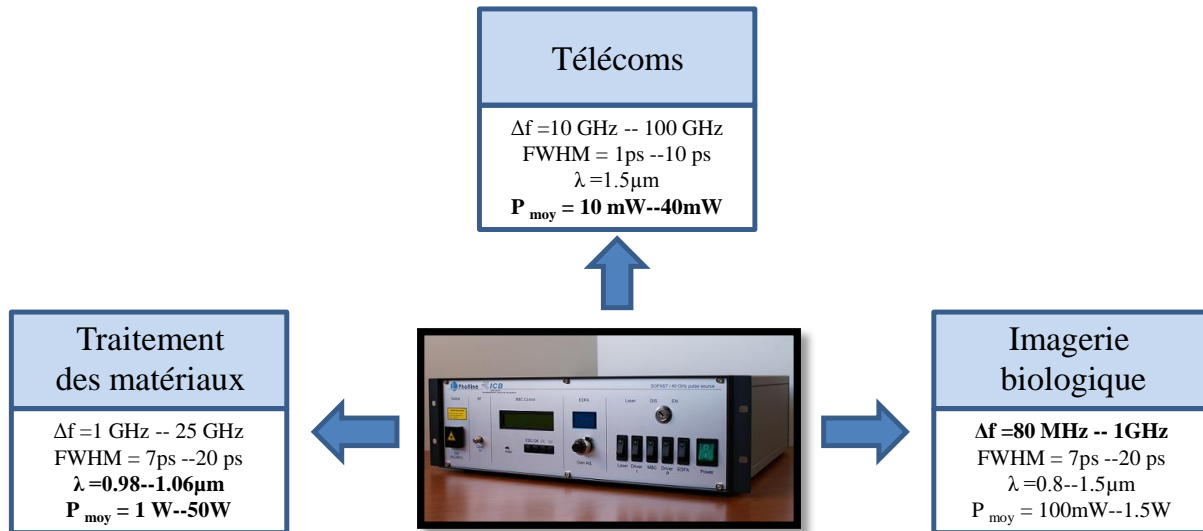


Figure 104 : Positionnement de la source SO-FAST par rapport aux domaines d'applications.

Une deuxième étude est réalisée afin de déterminer le positionnement de la source SO-FAST en termes de domaines d'applications. Le secteur d'imagerie biologique est un marché mature mais il nécessite des sources femto à faibles cadences (de 80 MHz à 1 GHz), de nombreux industriels sont présents sur ce marché tels que *Toptica*, *MenloSystems* et *M-Squared*. Concernant le traitement des matériaux, c'est un marché émergent mais qui nécessite des impulsions de forte puissance (de 1 W à 50 W) avec des longueurs d'ondes de 0,98 μm à 1,06 μm, les principales entreprises actuelles dans ce secteur sont *Time BandWidth* et *Genia Photonics*. Le domaine d'instrumentation et de télécoms, quant à lui, c'est le marché le plus adapté à ce que la source SO-FAST peut offrir, il nécessite des sources picosecondes (de 1 ps à 10 ps) à des taux de répétitions élevés (de 10 GHz à 100 GHz). Les entreprises principales présentes dans ce secteur sont *ETH Zurich*, *Calmar* et *Pritel*.

### 5.3.2. Principaux concurrents

Dans le secteur des sources d'impulsions à hautes cadences dans la bande-C des télécommunications, les concurrents potentiels de la source SO-FAST identifiés sont les deux sociétés américaines *Calmar* et *Pritel* ainsi que *Alnair Labs* au Japon qui développent et commercialisent à l'heure actuelle des lasers à fibre qui délivrent des impulsions picosecondes à 10 et à 40 GHz.

Cependant, la série Eureka de *Calmar* ou UOC (Ultrafast Optical Clocks) de *Pritel* sont peu accordables en débit (5 GHz), possèdent une faible puissance de sortie (< 10 mW) et pour la série UOC de *Pritel*, l'accordabilité en termes de largeur d'impulsions est obtenue de manière discontinue par la mise en place d'une gamme de filtres optiques. D'autre part, le coût de ces équipements est de l'ordre de 35 k€ pour un système à 10 GHz et de 50 k€ pour un dispositif à 40 GHz.

Une deuxième technologie basée sur le développement de lasers monolithiques à puits quantiques sur InP est également disponible commercialement chez des sociétés comme *U2T* et *Alcatel-Lucent*. Ces sources sont accordables sur une large bande spectrale (100 nm pour la source *U2T*) mais sont très peu accordables en débit (200 MHz), et pas accordables en largeur d'impulsion, en particulier elles ne délivrent pas des impulsions correspondant à 1/3 1/5 du temps bit), ce qui pourrait être intéressant pour de la modulation directe, sans multiplexage temporel. De plus, elles possèdent une dérive de fréquence (chirp) et délivrent de faibles puissances moyennes (-5 dBm pour la source *U2T*). Leur coût restent relativement proches des lasers fibrés : 31 k€ pour la source *U2T* 10 GHz. Cependant, ce composant n'est plus commercialisé à cause de sa fiabilité, aussi, *U2T* est actuellement plus orientée vers le marché des photodétecteurs rapides (99% du chiffre d'affaire).

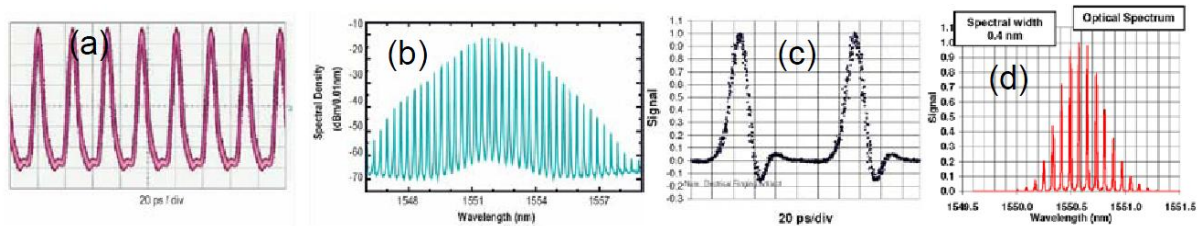


Figure 105 : Exemples de résultats expérimentaux obtenus sur les documentations des constructeurs (a) Source *u2t* 40 GHz, 1.5 ps (b) Spectre correspondant (c) Source *Pritel* 10 GHz 10 ps (d) Spectre correspondant.

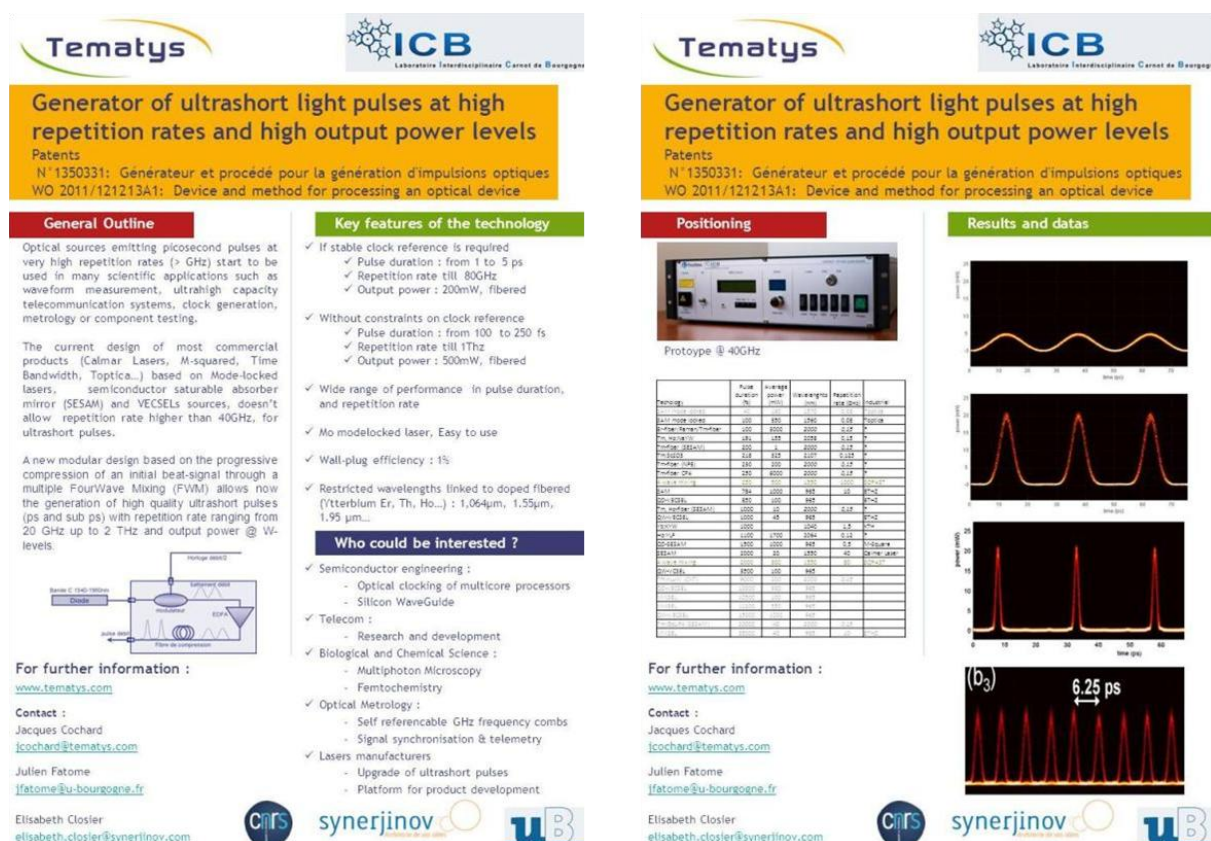
Nous présentons dans la Figure 105 ci-dessus, les exemples des résultats expérimentaux du profil spectral et temporel illustrés dans les documentations des constructeurs concernant la source 40 GHz d'*U2T* et la source 10 GHz de *Pritel*. La qualité des sources décrites ci-dessus et commercialement disponibles est relativement bonne avec des taux d'extinction de l'ordre de 20 à 25 dB.

Comparée à des sources lasers fibrées à blocage de modes ou lasers mode-locked à puits quantiques sur InP, la technique basée sur la compression d'un battement sinusoïdal en un train d'impulsions bien séparées semble être une excellente alternative en termes de coût. En effet, nous estimons pouvoir diminuer le prix d'un tel dispositif d'un facteur 2, passant ainsi aux alentours de 50 k€ à environ 20 k€ pour une source à 40 GHz. D'autre part, ce type de source offre une plus grande liberté en termes de débits, de formes et de largeurs d'impulsions, ce qu'il lui permettra de répondre à une demande beaucoup plus diversifiée.



### 5.3.3. Marchés ciblés

La société *Tematys* ne s'est pas arrêtée au positionnement de la source SO-FAST et à la recherche des concurrents directs. Elle a fait une étude plus large à la recherche des nouveaux marchés ou aussi des futurs collaborations dans différents domaines tels que les télécommunications par fibres optiques, la biophotonique, la métrologie/interférométrie (temps-fréquence), les technologies TeraHertz temps réel, la biochimie (réactions ultra-rapides), la nanotechnologie et l'optique dans l'espace libre « FSO : *Free Space Optics* ». Cette étude a été réalisée sous forme des entretiens ciblés avec des chercheurs et industriels, mais aussi à la conférence internationale de photonique « *SPIE : Photonics West* » qui s'est déroulée en février 2013 à San-Francisco – USA. La Figure 106 illustre la plaquette réalisée pour l'étude de marché.



classiquement utilisées sont des lasers Ti:Saphir ( $Ti:Al_2O_3$ ) qui émettent dans la bande 800 à 900 nm un train d'impulsions cadencé à 80 MHz avec une largeur temporelle de quelque 100 fs en blocage de modes. Le prix de ce type de source est élevé (>100 k€) par rapport à notre source actuelle (20 k€) qui offre une cadence plus élevée ce qui est souhaitable dans cette application. Cependant, les longueurs d'onde de 1,5  $\mu m$  jusqu'au 1,9  $\mu m$  sont absorbées par l'eau des tissus, et donc, notre source ne peut pas être utilisable. Pour s'orienter vers ce marché, nous avons intérêt à utiliser des fibres dopées Thulium ou Ytterbium qui émettent dans les longueurs d'ondes des fluorophores existants (de 0,8  $\mu m$  à 1  $\mu m$ ).

Autour de 2  $\mu m$  : C'est un marché émergent, il existe déjà des entreprises qui commercialisent des lasers picosecondes à cette longueur d'onde avec des cadences de dizaines voire une centaine de MHz telles que la société *AdValue Photonics*. D'autres lasers fibrés à blocage de modes existants à 2  $\mu m$  et qui délivrent des impulsions de 250 fs cadencées à 200 MHz (A. Lagatsky – Université de St Andrews – Royaume-Uni). C'est un marché assez récent, des sources à hautes cadences dans ce secteur ne sont pas encore disponibles. Plusieurs applications peuvent être visées par ces lasers, telles que l'imagerie multi-photon, les applications médicales, défenses ou télécommunications. SO FAST a donc tout intérêt à se tourner vers le moyen-infrarouge grâce à la technologie Thulium.

Optique dans l'espace libre : Pour des applications de la 4<sup>ème</sup> génération de transmission cellulaire (4G), la société *Attochron* semble être intéressée pour intégrer la source SO-FAST de 40 GHz dans leur système de transmission de données cellulaires en espace libre entre deux tours cellulaires.

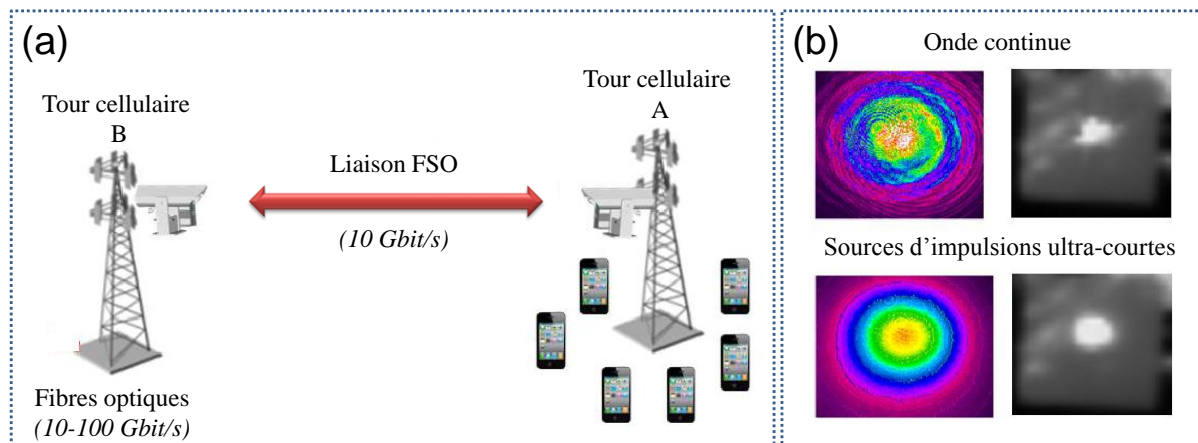


Figure 107 : Principe de transmission des données cellulaires en espace libre. (a) Représentation schématique du principe et (b) Comparaison des photos infrarouges de la qualité de signal transmis à une distance de 1,25 km dans le cas continu et dans le cas d'une source d'impulsions ultra-courtes.

La transmission des données sous forme de flash lumineux est un système utilisé par les avions lors du vol pour indiquer leur position même en cas de brouillard. La société *Attochron*, donc, se base sur ce principe afin de transmettre des données cellulaires (jusqu'à 10 Gbit/s) entre un émetteur et récepteur installés sur deux tours cellulaires A et B (Figure 107-a). Dans le cas d'un fort brouillard la qualité de transmission diminue s'ils utilisent un signal continu. Cependant, avec un train d'impulsions ultra-courtes (picosecondes voire sub-

picosecondes) la qualité de transmission s'améliore (Figure 107-b). La source SO-FAST peut, donc, être une bonne alternative pour effectuer cette tâche.

#### 5.4. Conclusion du chapitre

Le projet SO FAST a été concrétisé par la fabrication d'un dispositif qui représente une première mise en œuvre prototypée du phénomène de compression non linéaire d'un battement sinusoïdal en un train d'impulsions au sein d'une fibre optique. C'est un critère de réussite du projet. Le prototype de la source a été mis sous une série de tests comparatifs avec des lasers fibrés commercialement disponibles, notamment des tests d'applications Télécoms tels que le multiplexage temporel. D'autres tests sont en cours, à savoir la récupération d'horloge et des mesures de taux d'erreur, afin de caractériser et de valider le système de la source (6<sup>ème</sup> niveau du TRL).

Concernant la suppression de la rétrodiffusion Brillouin sans utilisation de modulateur de phase, l'insertion des isolateurs optiques dans l'étage fibré de compression de la source a montré son efficacité dans l'augmentation du seuil Brillouin dans cet étage (voir le 3<sup>ème</sup> chapitre). Cette technique nous permettrait de garantir l'obtention de sources impulsionsnelles stables, sans gigue temporelle et moins onéreuses : prochaine étape d'intégration.

L'étude de marché a permis d'évaluer la maturité des marchés de sources fibrées existants. La source SO-FAST actuelle est bien adaptée aux applications des télécommunications par fibres optiques qui nécessitent des taux de répétitions élevés. Mais, au vue des récentes avancées sur les formats de modulation codés en phase et en communications numériques, ce marché reste un marché de niche pour ce type de source. Grâce à cette étude de marché, une future collaboration avec la société Attochron peut être possible dans l'intégration de la source SO-FAST pour leur système de transmission des données cellulaires en espace libre.

L'étude de marché a tracé aussi d'autres perspectives permettant d'intégrer des marchés émergents tels que la réalisation des sources d'impulsions à hautes cadences autour de 2  $\mu\text{m}$ . Mais aussi, des marchés matures tels que la génération de trains d'impulsions à des longueurs d'ondes comprises entre 0,8  $\mu\text{m}$  et 1,06  $\mu\text{m}$  principalement pour des applications en imagerie multi-photons.





## 5.5. Références du chapitre 5

- [1] E. Desurvire and S. Bigo. *Dispositif de régénération en ligne d'un signal transmis par solitons via la modulation synchrone des solitons à l'aide d'un miroir optique non-linéaire*, December 18th 1995. EP Patent 0718992 B1.
- [2] I. El Mansouri, J. Fatome, C. Finot, M. Lintz, and S. Pitois. *All-fibered high-quality stable 20-and 40-GHz picosecond pulse generators for 160-Gb/s OTDM applications*. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 23(20):1487–1489, 2011.
- [3] I. El Mansouri, J. Fatome, S. Pitois, C. Finot, and M. Lintz. *All-Fibered High-Quality 20-GHz and 40-GHz Picosecond Pulse Generator*. In *37th European Conference and Exposition on Optical Communications*, page We.10.P1.13. Optical Society of America, 2011.
- [4] J. Fatome, S. Pitois, C. Fortier, B. Kibler, C. Finot, G. Millot, C. Courde, M. Lintz, and E. Samain. *Multiple four-wave mixing in optical fibers: 1.5–3.4-THz femtosecond pulse sources and real-time monitoring of a 20-GHz picosecond source*. *Optics Communications*, 283(11):2425–2429, 2010.
- [5] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. *Sensitivity of SHG-FROG for the characterization of ultrahigh-repetition-rate telecommunication laser sources*. *Optical Fiber Technology*, 10(1):73–78, 2004.
- [6] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. *320/640 GHz high-quality pulse sources based on multiple four-wave mixing in highly nonlinear optical fibre*. *Electronics Letters*, 41(25):1391–1392, 2005.
- [7] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. *20-GHz-to-1-THz repetition rate pulse sources based on multiple four-wave mixing in optical fibers*. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 42(10):1038–1046, 2006.
- [8] C. Finot, J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. *All-fibered high-quality low duty-cycle 20-GHz and 40-GHz picosecond pulse sources*. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 19(21):1711–1713, 2007.
- [9] P. Gunning, R. Davey, D. G. Moodie, K. Smith, J. Lucek, and D. Nasset. *Optical Pulse source*, August 21st 1997. WO Patent 97-30527.
- [10] K. Igarashi, Y. Emori, A. Oguri, S. Namiki, O. Aso, and M. Tadakuma. *Light source in optical transmission system, waveform shaper, optical pulse train generator and optical reproduction system*, June 11th 2004. WO Patent 2,004,049,054.
- [11] K. Igarashi, Y. Emori, A. Oguri, S. Namiki, O. Aso, and M. Tadakuma. *Light source in optical transmission system, waveform shaper, optical pulse train generator and optical reproduction system*, November 4th 2008. US Patent 7447444.

- [12] K. Igarashi, Y. Emori, A. Oguri, S. Namiki, O. Aso, and M. Tadakuma. *Light source in optical transmission system, waveform shaper, optical pulse train generator and optical reproduction system*, August 3rd 2010. US Patent 7769298.
- [13] A. Jolly. *Pulse electrically programmable generator, in particular a phase profiles and a very high-resolution intensity generator*, December 12th 2007. EP Patent 1,776,786.
- [14] S. K. Korotky and J.J. Veselka. *Multi-wavelength laser source*, September 16th 2009. EP Patent 0859266.
- [15] E. Maunand, E. Desurvire, and O. Leclerc. *"Dispositif de regeneration en ligne d'un signal optique de solitons par une modulation synchrone de ces solitons et systeme de transmission comportant un tel dispositif"*, Jul 1998.
- [16] G. J. McDonald. *Optical Clock*, September 18th 2009. WO Patent 2009-112811.
- [17] S. Pitois, C. Finot, J. Fatome, B. Sinardet, and G. Millot. *Generation of 20-GHz picosecond pulse trains in the normal and anomalous dispersion regimes of optical fibers. Optics communications*, 260(1):301–306, 2006.
- [18] D.J. Richardson, J. H. Lee, M. Ibsen, P. Petropoulos, and P.C. Teh. *Apparatus for providing timing jitter tolerant optical modulation of a first signal by a second signal*, 15th 2002. EP Patent 1368701 B1.
- [19] M. Suzuki, N. Edagawa, S. Yamamoto, S. Akiba, and H. Taga. *Système de transmission optique*, Sep 1995. FR2724510.
- [20] M. Suzuki, S. Yamamoto, N. Edagawa, S. Akiba, and H. Taga. *Système de communication de type soliton optique ainsi qu'émetteur et récepteur optiques pour ce système*, Jan 1995. FR2715524.
- [21] J. Xu, H. Peng, Q.-Y. and Hu, and N. Ahmadvand. *Multi-wavelength laser source based on two optical laser beat signal and method*, November 30th 2004. US Patent 6826207.
- [22] J. Xu, H. Peng, Q.-Y. and Hu, and N. Ahmadvand. *Multi-wavelength laser source based on two optical laser beat signal and method*, April 24th 2007. US Patent 7209501.
- [23] A. Youichi and O. Masaharu. *"Stimulated brillouin scattering suppressed optical fiber"*, dec. 1998. US Patent 5848215A.

## Conclusion générale

Ce mémoire de thèse est le fruit de trois années de travail effectuées, depuis octobre 2010, au sein de l'équipe de recherche SLCO (*Solitons, Lasers et Communications Optiques*), partie du département OMR (*Optique, Matière et Rayonnement*) du laboratoire ICB (*Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne*). Ces travaux de thèse ont été réalisés sous l'encadrement du docteur *Julien FATOME*, ingénieur de recherche CNRS (*Centre National de Recherche Scientifique*) attaché à l'université de Bourgogne et sous la direction du professeur *Patrice TCHOFO-DINDA*, professeur à l'université de Bourgogne.

Cette thèse, portant sur la génération tout-optique d'impulsions picosecondes à très hautes cadences, s'est déroulée dans le cadre du projet SOFAST « *Source Optique Fibrée pour Applications aux Systèmes Télécoms* » du programme « Emergence » de l'ANR « *Agence Nationale de la Recherche* » au sein du laboratoire ICB. L'objectif du projet SOFAST est de concevoir, prototyper et étudier des sources optiques entièrement fibrées, sans blocage de mode et à très hautes cadences de 10 à 100 GHz centrées autour de 1550 nm pour l'instrumentation et le domaine des télécoms.

Le cadre très appliqué et innovant de ce sujet a permis à cette thèse de bénéficier du dispositif JCE (*Jeunes Chercheurs Entrepreneurs*) mis en place par le Conseil Régional de Bourgogne afin de stimuler le tissu économique local à travers la sensibilisation des doctorants à l'innovation et à l'entrepreneuriat. Cette sensibilisation s'est effectuée par le suivi, en parallèle du travail de thèse, du Master d'Administration des Entreprises à l'IAE de Dijon « *Institut d'Administration des Entreprises* » ainsi qu'une formation professionnelle organisée par l'incubateur dijonnais PREMICE. Ces formations ont notamment fourni des outils de gestion de projet et de veille technologique qui ont été appliqués à ces travaux de thèse.

La compression non linéaire adiabatique d'un battement sinusoïdal, via le processus de mélange à quatre ondes multiple au sein d'une fibre optique, est une technique qui a prouvé son efficacité pour générer des trains d'impulsions picosecondes à hautes cadences, mais elle n'est pas la seule technique existante. C'est pourquoi il a été réalisé en premier lieu une étude bibliographique des différentes techniques permettant la génération de ce type d'impulsions. Afin de mieux comprendre l'aspect physique mis en jeu pour générer ces trains d'impulsions, une présentation générale a été faite des différents effets linéaires et non-linéaires que les impulsions optiques peuvent rencontrer au cours de leur propagation dans une fibre optique.

Le deuxième chapitre a présenté au lecteur deux axes différents pour la génération d'impulsions à hautes cadences à faible rapport cyclique. Le point commun entre ces deux axes est le signal initial obtenu par une modulation en intensité d'un signal continu grâce à un modulateur Mach-Zehnder (MZM) piloté par un signal sinusoïdal électrique HF d'une horloge externe. La première partie de ce chapitre a présenté une première approche basée sur la génération d'un battement sinusoïdal à une fréquence deux fois plus grande que celle du signal HF grâce à une modulation au point nul de transmission du modulateur MZM. La modulation d'une seule diode laser présente des avantages en termes de stabilité et de coût.

Les études numériques et expérimentales ont montré, dans cette approche, que grâce au processus du MFWM la propagation d'un tel battement sinusoïdal dans une fibre optique standard conduit à la génération d'un train d'impulsions gaussiennes, de faible rapport cyclique ( $1/5$ ) et proche de la limite de Fourier. Les largeurs temporelles à mi-hauteur obtenues à une cadence de 20 GHz et 40 GHz sont respectivement de 11,7 ps et de 5,5 ps. La mise en place d'un miroir rotateur de Faraday « FRM » dans l'étage de compression de ce type de source est une deuxième configuration qui a été présentée pour des applications qui nécessitent une stabilité en termes de polarisation. La deuxième partie a présentée une deuxième approche liée à la génération d'un signal initial par modulateur MZM piloté à une tension de bias située dans la partie linéaire de la fonction de transfert du MZM afin d'obtenir un battement dit « pré-comprimé ». Ce type de battement a été exploité pour une étude différente de celle de la première partie, une étude qui traite de la génération d'impulsions ultra-courtes (rapport cyclique  $> 1/5$ ) via un processus d'instabilité de modulation induite. L'étude numérique a montré qu'il était possible de générer des trains d'impulsions caractérisées par des largeurs temporelles à mi-hauteur de 1 ps, de puissances crêtes élevées (de 30 W à 55 W) et à des taux de répétitions de 20 GHz, 30 GHz et 40 GHz. Cependant, des piédestaux non négligeables apparaissent autour des impulsions générées.

La génération d'un train d'impulsions gaussiennes à 40 GHz par mélange à quatre ondes nécessite une puissance d'entrée bien supérieure au seuil d'apparition de la diffusion Brillouin stimulée dans l'étage fibré de compression. Cet effet, qui se traduit par le retour d'une quantité de lumière dans le sens contra-propagatif de transmission, limite fortement la puissance transmise dans la fibre et dégrade ainsi la qualité des impulsions produites. La mise en place d'un modulateur de phase est un moyen efficace pour supprimer cet effet par l'élargissement spectral du signal initial. Cependant, cette technique engendre une gigue temporelle sur les impulsions générées à travers la dispersion de l'étage de compression ce qui nécessite une pré-compensation de la dispersion par une fibre DCF. Aussi, le rapport signal/bruit est dégradé à cause de l'augmentation du bruit lié aux pertes supplémentaires à l'entrée de l'amplificateur de l'étage de compression. Au troisième chapitre, après une étude bibliographique des différentes techniques possibles pour la suppression de cet effet, la mise en place d'isolateurs optiques dans l'étage de compression a montré au lecteur la simplicité et l'efficacité de cette technique pour augmenter le seuil Brillouin. La mise en place d'un seul isolateur à 1 km de fibre SMF a permis de générer un train d'impulsions de 5 ps cadencé à 40 GHz et présentant une faible gigue temporelle de moins de 130 fs.

Nous avons ensuite cherché à atteindre des taux de compression plus élevés que ceux obtenus dans l'étage de compression du mélange à quatre ondes. Grâce à la conception d'un compresseur non-linéaire composé de quatre étages de fibres, judicieusement choisies, le battement sinusoïdal à 40 GHz a pu être converti en un train d'impulsions stables, ultra-courtes, d'un rapport cyclique de  $1/17$  avec une largeur temporelle à mi-hauteur de 1,5 ps. Grâce à ce dispositif, différentes techniques ont ensuite été mis en place afin d'augmenter le débit optique telles que l'effet Talbot, le multiplexage temporel d'impulsions « OTDM » et la modulation de polarisation croisée « XPolM ».

Le dernier chapitre a présenté la concrétisation de ces travaux de thèse par la conception et la réalisation d'un prototype de la source d'impulsions à 40 GHz délivrant des impulsions gaussiennes, de largeurs temporelles à mi-hauteur de 5 ps, stables et proches de la limite de Fourier. Une des tâches importantes qui a été réalisée dans ce cadre est la recherche d'antériorité qui a été menée par des spécialistes de la protection intellectuelle afin de cibler les différents brevets de même arrière plan technologique. Ensuite, une étude de marché a également été effectuée par des spécialistes en stratégie des marchés de l'optique afin de déterminer le positionnement du prototype de la source dans le marché international des sources impulsionnelles en termes de performances et de domaines d'applications. En plus des applications en télécommunications optiques, cette étude de marché a tracé des perspectives permettant de s'orienter vers d'autres domaines d'applications tels que l'imagerie multi-photon ou l'analyse des matériaux mais à des longueurs d'ondes comprises entre 0,8  $\mu\text{m}$  et 1,06  $\mu\text{m}$ , ce qui nécessite des composants adaptés tels que les amplificateurs de type YDFA (*Ytterbium Doped Fiber Amplifier*). Elle également débouchée sur une possible future collaboration avec la société *Attochron* pour l'intégration de la source SO-FAST actuelle dans leur système de transmission de données cellulaires en espace libre pour des applications dans la 4<sup>ème</sup> génération de la téléphonie mobile « 4G ».

Dans la continuité de ce travail, d'autres perspectives sont à venir. La plus marquante à court terme est de réaliser un second prototype de source d'impulsions picosecondes à des taux de répétitions allant de 20 GHz jusqu'à 80 GHz intégrant des isolateurs optiques dans l'étage de compression. Cette nouvelle architecture va permettre d'obtenir une source plus stable et moins onéreuse que celle intégrant un modulateur de phase. Concernant les perspectives à moyens termes, un intérêt grandissant est de générer des trains d'impulsions à des longueurs d'ondes plus élevées que la bande C+L, notamment dans le moyen infrarouge autour de 2  $\mu\text{m}$  avec l'utilisation de sources continues adaptées, des amplificateurs Thulium mais aussi des fibres adéquates telles que des fibres en verre de Tellure ou Chalcogénure.

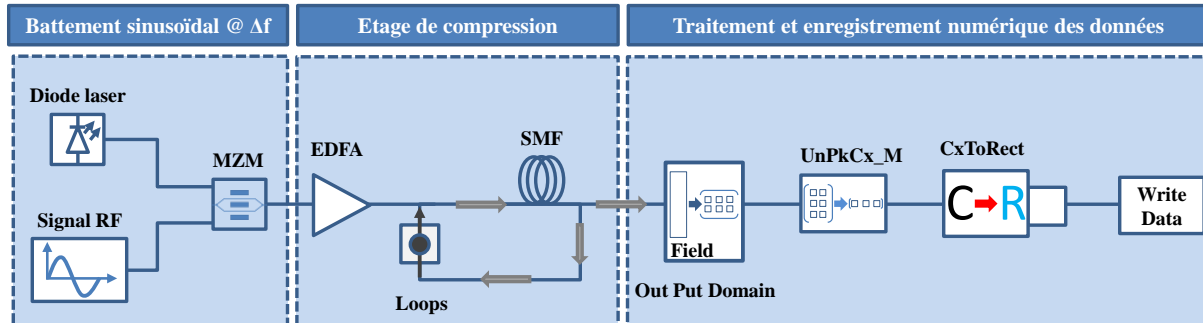
Même s'il n'y a pas de marchés matures permettant son implémentation, la source SO-FAST actuelle est une plateforme très utilisée au laboratoire ICB, par les autres membres de l'équipe SLCO, grâce à sa simplicité d'utilisation et ses performances. Elle à l'origine de plusieurs publications dans des revues internationales à comité de lecture (>5 publications en recherche fondamentale), notamment dans le domaine prolifique des vagues scélérates « *Rogue-Waves* » et génération de breathers d'Akhmediev.





## Annexe A : Montage numérique sous VPI transmitter Maker

Afin de réaliser une étude numérique pour la génération d'un train d'impulsions à haute cadence par MFWM, nous modélisons sur le logiciel commercial « VPI transmitter Maker » le montage illustré dans la figure ci-après.



Montage numérique de l'étude de compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal.

Le montage numérique doit être composé en trois parties :

**La première partie :** composée de trois modules pour former le battement sinusoïdal initial. Une diode laser à une fréquence centrale (192,93 THz pour une la longueur d'onde 1555 nm), un signal RF qui génère un signal sinusoïdal électrique et un modulateur Mach-Zehnder « MZM » pour moduler l'onde continue par le signal RF.

**La deuxième partie :** est l'étage de compression qui va nous permettre d'étudier le point optimal de compression. Ce point de compression est un compromis entre une longueur de fibre optimale  $L_{opt}$  et une puissance d'entrée de fibre optimale  $P_{opt}$ . Pour trouver la puissance  $P_{opt}$ , nous avons mis en place un amplificateur de type « EDFA » piloté par une itération afin d'incrémenter automatiquement la puissance à l'entrée de fibre. La fibre de dispersion anormale que nous avons utilisée est une fibre standard monomode « SMF » d'une dispersion  $D=17 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  et d'un coefficient non-linéaire Kerr  $\gamma=1,3 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ . Afin d'étudier l'évolution du profil temporel tout le long de la fibre, pour déterminer  $L_{opt}$ , nous avons inséré le module « Loops » qui permet d'obtenir, en boucle, le champ en fonction de la longueur de fibre.

**La dernière partie :** est réservée aux traitements et aux enregistrements des données. Elle est composée de quatre modules. Le 1<sup>er</sup> module « Out Put Domain » est un convertisseur du champ électrique en une seule matrice de données afin de le traiter numériquement. Le 2<sup>ème</sup> module « UnPkCx\_M » est un convertisseur de la matrice de données complexes à une matrice de « n » colonnes selon la taille de l'itération réalisée. Le 3<sup>ème</sup> module « CxToRect » est un séparateur de données complexes aux vecteurs des réelles et des imaginaires. Le dernier module « Write Date » permet d'enregistrer les données traitées en un fichier texte de données contenant toutes les informations concernant la simulation (taille de l'itération, taille de la matrice des données, les données d'entrée et de sortie), ce fichier nous donne la possibilité de traiter et de tracer les données par des logiciels de calcul comme « Matlab ».



## Annexe B : Oscilloscope à échantillonnage optique « EXFO-PSO-101 »

L'oscilloscope à échantillonnage optique (EXFO-PSO-101) est un oscilloscope optique qui permet de détecter et de mesurer des impulsions optiques à très haut débit (40-, 100-Gbit/s et plus) en temps réel. Avec 500 GHz en largeur de bande il permet de mesurer en précision le profil temporel de l'impulsion, la largeur, la gigue, le rapport cyclique, etc... Même avec des formats de modulation plus complexe telsque CSRZ-DPSK. Elle a une résolution temporelle de 800 fs avec une gigue temporelle inférieure à 50 fs. Aussi, elle peut fonctionner sans trigger et elle permet une bonne synchronisation sans utiliser une horloge externe.

Le tableau ci-après illustre les principales caractéristiques d'oscilloscope à échantillonnage optique « EXFO-PSO-101 » utilisé dans les expériences citées dans ce manuscrit de thèse.

	PSO-101	PSO-102
Number of channels	1	2
Wavelength range (nm)	C: 1525/1565 L: 1575/1608	
Optical bandwidth (GHz)	500 (minimum)	
Temporal resolution (ps)	< 1	
Polarization dependence (dB)	< 1 (typical)	
Timing jitter (fs) <sup>b</sup>	150	
Signal sensitivity (mW) <sup>c</sup>	2 (typical)	
Maximum input peak power for linear operation (mW)	30	
Maximum input peak power without damage (mW)	200	
Maximum input average power without damage (mW) <sup>d</sup>	100	
Minimum signal duty cycle without external clock (%)	1	
Frequency holes due to asynchronous sampling (%)	< 1	
Refresh rate (Hz)	10 (typical)	
External clock frequency range	1 MHz to 12.5 GHz	
External clock input level (V)	0.8 to 2 at 10 GHz	
External clock duty cycle (%)	10 (minimum)	
Connectors		
fiber input	FC/PC	
external clock	SMA	

### Notes

- a. At 1550 nm.
- b. Timing jitter measurement depends on the signal SNR and slope rise time.
- c. Peak power required to obtain 10 dB OSNR.
- d. Input contact may be damaged if contacts are dirty.

Tableau des principales caractéristiques d'oscilloscope à échantillonnage optique PSO-101

## Annexe C : Filtre optique programmable « WS4000s »

Le processeur optique multi-ports WaveShaper-4000s (WS4000s) est un filtre optique programmable 1×4 / 4×1 basé sur la technologie des LCoS « Liquid Crystal on Silicon », une combinaison entre les cristaux liquides et les semi-conducteurs, qui permet d'obtenir une résolution de haute-définition. Le filtre optique WS4000s présente plusieurs avantages :

- Contrôle le filtrage spectral en longueur d'onde, en largeur de bande, en forme et phase avec une possibilité de commuter et de combiner plusieurs signaux en configuration « Add » ou « Drop ».
- Forme de filtrage arbitraire.
- Une accordabilité en largeur de bande de 10 GHz à 9 THz.
- Contrôl d'atténuation jusqu'à 35 dB.

Le tableau ci-après présente les principales caractéristiques du filtre optique WS4000s.

Model		4000S	4000S/L	4000S/X
Operating Frequency Range		191.250 THz to 196.275 THz (1527.4 nm to 1567.5 nm)	186.35 THz to 191.0 THz (1569.6 nm - 1608.7 nm)	187.275 THz to 196.275 THz (1527.4 nm - 1600.8 nm)
Loss and Dispersion (Note 2)	Insertion Loss (incl. connectors)	6.5 dB (typ. 4.5 dB)		
	Insertion Loss Non-Uniformity	0.7 dB (typ. 0.5 dB)	0.7 dB (typ. 0.5 dB) (Note 1)	1 dB (typ.)
	Polarization Dependent Loss (PDL)	0.7 dB (typ. 0.2 dB)		
	Return Loss	> 25 dB		
	Group Delay Ripple	< ± 0.75 ps		
	First-Order PMD (DGD)	< 0.5 ps (typ. < 0.25 ps)		
	Chromatic Dispersion	< ± 10 ps/nm		
Filter Control (Note 2)	Filter Shape	Arbitrary		
	Filter Bandwidth	10 GHz to 5 THz	10 GHz to 4.65 THz	20 GHz to 9 THz
	Center Frequency Setting Resolution	1 GHz (8 pm)		
	Center Frequency Setting Accuracy	± 2.5 GHz		
	Bandwidth Setting Resolution	1 GHz (8 pm)		
	Bandwidth Setting Accuracy	± 5 GHz		
	Bandwidth Setting Repeatability	± 2.5 GHz		
	Group Delay Control Range	- 25 ps to + 25 ps		
	Settling Time	500 ms		
Attenuation Control	Attenuation Control Range	0 - 35 dB		
	Attenuation Setting Resolution	0.01 dB		
	Attenuation Setting Accuracy	±1.0 dB from 0-10 dB, ±10 % from 10-30 dB		
Mechanical, Electrical and Environmental	Maximum Total Input Optical Power	+ 27 dBm		
	Max Optical Power per 50 GHz channel	+ 13 dBm		
	Port Configuration	1 x 4, bidirectional		
	Operating Temperature	15 °C to 35 °C		
	Operating Humidity	10 % to 90 %		
	Operating Voltage	100 V to 240 V		
	Power Consumption	< 50 VA		
	Communications Interface	USB 2.0		
	Connector Type	FC/APC, FC/UPC		
	Size	241 x 88 x 316 mm <sup>3</sup> (Rack Mount units: 269 x 88 x 316 mm <sup>3</sup> )		
	Weight	3.8 kg		

Tableau des principales caractéristiques du filtre optique WS4000s.

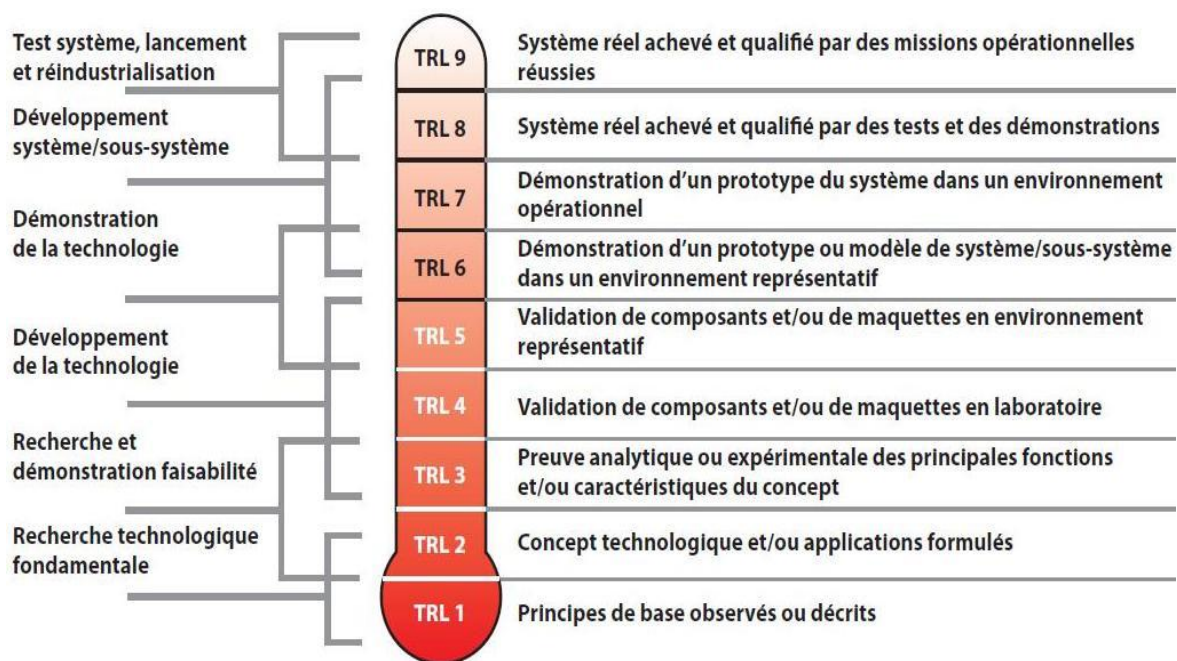
## Annexe D : Niveau de maturité technologique (TRL)

Le niveau de maturité technologique ou l'échelle TRL « Technology Readiness Level » est un système de mesure international qui vise à évaluer le niveau de maturité d'une technologie (composants, matériel, etc...) avant son intégration dans un système ou un sous-système. Avant qu'une nouvelle technologie soit applicable, elle est soumise à l'expérimentation, au raffinement et à des tests de plus en plus réalistes jusqu'à ce qu'elle soit suffisamment éprouvée pour être intégrée à un système ou un sous-système.

L'intérêt principal de l'échelle TRL est d'aider à la prise de décision concernant le développement et le transfert d'une technologie.

L'échelle TRL permet de comprendre l'état d'une technologie, gérer les risques, et prendre les décisions relatives à la création et le transfert technologique.

Le Figure ci-après illustre les différents niveaux de maturité technologique (du 1<sup>er</sup> niveau TRL 1 au 9<sup>ème</sup> niveau TRL 9).



Modèle des niveaux de maturité technologique.

## Liste des publications

### Publications dans des revues internationales à comité de lecture :

- J. Fatome, I. El-Mansouri, J.-L. Blanchet, S. Pitois, G. Millot, S. Trillo and S. Wabnitz, «*Even harmonic pulse train generation by cross-polarization-modulation seeded instability in optical fibers*», J. Opt. Soc. Am. B, OSA, 30, 99-106, 2013.
- El Mansouri, J. Fatome, C. Finot, M. Lintz and S. Pitois, «*All-Fibered High-Quality Stable 20- and 40-GHz Picosecond Pulse Generators for 160-Gb/s OTDM Applications*», IEEE Phot. Techno. Lett., vol. 23, pp. 1487-1489, 2011.

### Communications orales à des colloques à comité de lecture avec actes :

- I. El-Mansouri et J. Fatome, «*Suppression de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques par isolateurs optiques et application à une source d'impulsions cadencée à 40 GHz*», Journées Nationales d'Optique Guidée « JNOG », Paris, France, 2013.

### Communications par affiche à des colloques à comité de lecture avec actes :

- El Mansouri, J. Fatome, S. Pitois, C. Finot and M. Lintz, «*All-Fibered High-Quality 20-GHz and 40-GHz Picosecond Pulse Generator*», European Conference and Exposition on Optical Communications, We.10.P1, Geneva, Switzerland, 2011.
- El Mansouri, J. Fatome, S. Pitois, C. Finot, M. Lintz, «*Sources picosecondes entièrement fibrées cadencées à 20GHz et 40 GHz*», Journées Nationales d'Optique Guidée, optique2011/137 – Marseille, 2011.

### Communications orales entre doctorants :

- I. El-Mansouri et J. Fatome, «*Suppression de la diffusion Brillouin Stimulée par isolateur optique dans les sources d'impulsions fibrées*», 3<sup>ème</sup> Journée de la photonique « JdP », Dijon, Nov. 2013.
- I. El-Mansouri et J. Fatome, «*Suppression de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres monomodes par isolateurs optiques et application à une source d'impulsions picosecondes cadencée à 40 GHz*», 14<sup>ème</sup> Journées de l'École Doctorale Carnot-Pasteur (JED), Dijon, Mai 2013.
- I. El-Mansouri, J. Fatome, S. Pitois, C. Finot, M. Lintz, «*Génération de sources optiques pour des applications en télécommunications optiques à très hauts débits*», 2<sup>ème</sup> Journée de la photonique « JdP », Dijon, Nov. 2012.

- I. El-Mansouri, J. Fatome, S. Pitois, C. Finot, M. Lintz, «*Sources optiques picosecondes entièrement fibrées cadencées et stables à 20 GHz et à 40 GHz pour des applications à 160 Gbit/s*», 1<sup>ère</sup> Journée de la photonique « JdP », Dijon, Nov. 2011.

### Communications par affiche entre doctorants :

- I. El-Mansouri et J. Fatome, «*Suppression de la diffusion Brillouin stimulée dans les sources d'impulsions picosecondes cadencées à 40-GHz par isolateurs optiques*», 19<sup>ème</sup> Journée du Savoir, Dijon, Juin 2013.
- I. El-Mansouri et J. Fatome, «*Génération des impulsions optiques pour des applications en télécommunications optiques à très hauts débits*», 18<sup>ème</sup> Journée du Savoir, Dijon, Juin 2012. «Meilleur prix».
- I. El-Mansouri, J. Fatome, S. Pitois, C. Finot, M. Lintz, «*Génération d'une source d'impulsions picosecondes cadencées à 40 GHz par compression nonlinéaire d'un battement sinusoïdal*», 17<sup>ème</sup> Journée du Savoir, Dijon, Juin 2011.
- I. El-Mansouri, J. Fatome, S. Pitois, C. Finot, M. Lintz, «*Sources optiques picosecondes entièrement fibrées cadencées et stables à 20GHz et à 40GHz pour des applications à 160 Gbit/s*», 11<sup>ème</sup> Journées des Écoles Doctorales Carnot-Pasteur (JED), Dijon, Mai 2011. «Meilleur prix de la Société Française de Physique»
- R. Guyard, I. El-Mansouri, J. Fatome, C. Finot, «*Doublage et quadruplage du taux de répétition d'un train Impulsionnel*», 11<sup>ème</sup> Journées des Écoles Doctorales Carnot-Pasteur (JED), Dijon, Mai 2011.



## Résumé

Ce mémoire de thèse présente les travaux effectués pour la réalisation de sources optiques fibrées d'impulsions picosecondes cadencées à 40 GHz dans la bande C des télécommunications.

Dans une première partie, nous présentons des études numériques et expérimentales mises en place pour la génération d'un train d'impulsions cadencé à 40 GHz par la compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal via un processus de mélanges à quatre ondes multiples. Afin d'obtenir des impulsions stables, le battement sinusoïdal initial est obtenu par la modulation en intensité d'un signal continu grâce à un modulateur Mach-Zehnder piloté au point nul de transmission. Nous démontrons également l'amélioration de la qualité des impulsions générées par la suppression de la diffusion Brillouin stimulée grâce à la mise en place d'isolateurs optiques dans la ligne fibrée de la source. Nous présentons ensuite la génération d'impulsions ultra-courtes grâce à un compresseur non-linéaire composé de quatre étages fibrés. Le train d'impulsions obtenu est alors codé puis multiplexé jusqu'à un débit optique de 160 Gbit/s. Dans la dernière partie, nous présentons les démarches mises en place en vue d'un transfert technologique, telles que la réalisation d'un prototype de la source, la recherche d'antériorité et l'étude de marché.

**Mots clés :** Optique non-linéaire, fibre optique, télécommunications, Modulateur Mach-Zehnder, diffusion Brillouin stimulée, sources fibrées, train d'impulsions à très haut débit.

## Summary

This thesis presents the work carried out on the realization of fibered 40-GHz picosecond optical pulse sources in the telecommunications C-band.

In the first part, we present a numerical and experimental study of the generation of 40-GHz pulse trains thanks to the nonlinear compression of an initial beat-signal by multiple Four-Wave Mixing process. Enhanced temporal stability is achieved by generating the sinusoidal beating thanks to a Mach-Zehnder modulator driven at its zero-transmission working point. In order to improve the quality of the generated pulses, we also demonstrate the suppression of stimulated Brillouin back-scattering by inserting several optical isolators into the compression line. In the next part, we present the generation of low duty-cycle pulse trains by using a nonlinear compressor line based on 4 segments of fiber. The generated pulse trains have been encoded and then multiplexed to achieve a high bit rate signal (160 Gb/s). In the last part, we present the technology transfer steps of this optical source, such as creating a prototype of the source, prior art search and market research.

**Keys-words:** Nonlinear optics, optical fiber, telecommunications, Mach-Zehnder modulator, stimulated Brillouin scattering, fibered sources, ultra-high bit-rate pulse trains.